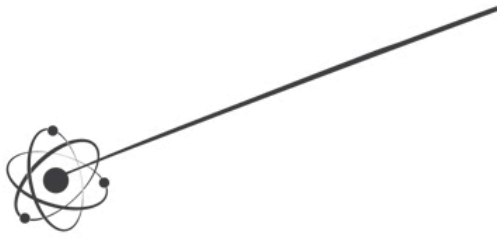
MARCIN ŁOBEJKO
ŁUKASZ LAMŻA

CO SIĘ DZIEJE W ŚWIECIE KWANTÓW?

Copernicus Center Press

MARCIN ŁOBEJKO
ŁUKASZ LAMŻA



CO SIĘ DZIEJE W ŚWIECIE KWANTÓW?

O INTERPRETACJACH MECHANIKI KWANTOWEJ

Copernicus Center PRESS

Spis treści

Karta redakcyjna

Wprowadzenie (*Łukasz Lamża*)

I. ŚWIAT KLASYCZNY (*Marcin Łobejko*)

I.1. Klasyczny eksperyment Macha-Zehndera

I.2. Teoria falowa Maxwella

I.3. Wytłumaczenie klasycznego eksperymentu Macha-Zehndera

II. ŚWIAT KWANTOWY (*Marcin Łobejko*)

II.1. Kwantowy eksperyment Macha-Zehndera

II.2. Parę terminów: reguła Borna, funkcja falowa, równanie Schrödingera

II.3. Eksperyment z dwiema szczelinami

II.4. Wytłumaczenie eksperymentu z dwiema szczelinami przez fizykę kwantową

II.5. Chmury, cząstki i kolaps funkcji falowej

III. CZY DA SIĘ OSZUKAĆ MECHANIKĘ KWANTOWĄ? (*Marcin Łobejko*)

III.1. Trzy eksperymenty

III.2. W poszukiwaniu prawdziwej trajektorii elektronu

III.3. Zaobserwować, ale bardzo dyskretnie

IV. INTERPRETACJE MECHANIKI KWANTOWEJ (*Łukasz Lamża*)

IV.1. Trudne rozmowy Noblistów
IV.2. Interpretacje mechaniki kwantowej – wprowadzenie
IV.3. Cztery Pytania
IV.4. Interpretacja kopenhaska
IV.5. Interpretacja obiektywnego kolapsu
IV.6. Interpretacja fali pilotującej
IV.7. Interpretacja wielu światów

V. UKLASYCZNIENIE (*Marcin Łobejko*)
V.1. Problem dwóch światów
V.2. Największy problem mechaniki kwantowej
V.3. Makroskopowa superpozycja a uklasycznienie
V.4. Paradoks kota Schrödingera
V.5. Teoria dekoherencji
V.6. Nierozwiązany problem

Przypisy

© Copyright by Łukasz Lamża, Marcin Łobejko & Copernicus Center Press, 2019

Recenzent naukowy
dr hab. Wojciech Grygiel

Konsultacja naukowa
prof. Krzysztof A. Meissner

Adiustacja i korekta
Artur Figarski

Projekt okładki
Michał Duława

Grafika na okładce
© Copyright by iStock.com | George Peters

Grafiki 3D
Łukasz Lamża

Grafiki 2D
Marcin Łobejko

Skład
Artur Figarski

ISBN 978-83-7886-461-5

Wydanie pierwsze
Kraków 2019

Copernicus Center Press Sp. z o.o.
pl. Szczepański 8, 31-011 Kraków
tel. (+48) 12 448 14 12, 500 839 467
e-mail: marketing@ccpress.pl
Księgarnia internetowa: http://ccpress.pl

Konwersja: eLitera s.c.

Wprowadzenie

Łukasz Lamża

Żeby zrozumieć, jak dziwny jest tak naprawdę świat kwantowy, musimy zacząć od przyjrzenia się temu „normalnemu" światu życia codziennego, który w tej książce będziemy określać jako „klasyczny". Jeszcze wcześniej wypadałoby jednak poświęcić chwilkę samemu słowu „świat", odpowiadając przy okazji na kłopotliwe pytanie: dlaczego właściwie mówimy o dwóch różnych światach? Czy nie powinien istnieć jeden? Dlaczego w ogóle dzielimy rzeczywistość na części?

Świat, czyli co?

Zdradzę Wam sekret: tak naprawdę nikt do końca nie wie, jaki jest świat. Wyobraźmy sobie, że wybieramy się w wielką podróż badawczą, odwiedzając przedstawicieli kilkudziesięciu największych grup etnicznych świata, w każdej z nich rozmawiając tylko z ludźmi powszechnie uznawanymi za najmędrszych i najbardziej doświadczonych życiowo. Następnie składamy wizytę u kilkuset starannie wybranych ekspertów, poczynając od fizyków, kosmologów i innych naukowców, następnie filozofów i teologów, przedstawicieli grup religijnych, a potem wielkich literatów i artystów,

Noblistów i tak dalej. Wszystkim tym ludziom zadajemy tylko jedno pytanie: „Co istnieje?”.

Po paru latach spędzonych na takiej wędrówce oraz starannej analizie nagrań i notatek okazałoby się, że my, ludzie, nie mamy w żadnym sensie solidnej, ustalonej wiedzy na temat tego, co istnieje. Na liście rzeczy „poważnie podejrzewanych o to, że istnieją”, znalazłyby się pewnie: przedmioty otaczającego nas świata, potem gwiazdy i galaktyki, atomy, cząstki elementarne i pola; potem różnego rodzaju siły życiowe i duchowe, dusze ludzkie i duchy ożywiające od wewnątrz inne stworzenia; bogowie, aniołowie i rozmaite bezosobowe kosmiczne siły stwórcze lub porządkujące; liczby, proporcje i prawa matematyczne; miłość, prawda, wiara i sprawiedliwość... i tak dalej. Z naszej wyprawy badawczej wrócilibyśmy z poważnym zawrotem głowy i brakiem, choćby w zalążkowej wersji, czegoś takiego, jak konsensus.

To jednak przecież oczywiste – mógłby ktoś odpowiedzieć. Jeśli zapytamy tybetańskiego ascetę, filozofa zajmującego się zawodowo metafizyką i kosmologa z Cambridge o strukturę świata, oczywiście uzyskamy inne odpowiedzi. Nas interesuje jednak przecież coś znacznie bardziej skromnego – budowa świata fizycznego. Okazuje się, że nawet gdybyśmy ograniczyli naszą próbę badawczą do fizyków, wybierając tylko najbardziej szanowanych przedstawicieli tej gałęzi nauki, otrzymalibyśmy oszałamiające bogactwo wizji świata. Nasi rozmówcy nie byliby wcale zgodni co do tego, co tak naprawdę istnieje – i jakie właściwie jest to, co istnieje. Za dużą część tego nieporozumienia odpowiadałaby zaś fizyka kwantowa: choć jest ona doskonałym narzędziem poznawczym, bardzo trudno jest odpowiedzieć na pytanie, co mówi nam o świecie.

Kiedy mówię „świat”, mam więc na myśli z grubsza: „zbiór rzeczy, które uważamy za istniejące, posiadające określone cechy i sposób zachowywania się”. Gdybyśmy chcieli pokusić się o nieco

większą precyzję filozoficzną, prawdopodobnie musielibyśmy wyjaśnić, że chodzi nam konkretnie o tak zwany „świat zewnętrzny", zwany też „światem przyrody", co z kolei skierowałoby nasze kroki ku pytaniu o źródła wiedzy, poznanie empiryczne i tak dalej. To nie są wcale kwestie czysto kosmetyczne! Gdy przyjrzeć się historii fizyki dwudziestowiecznej, okazuje się, że badanie teorii kwantowej naturalnie prowadzi do właśnie tych pytań, a każdy w zasadzie twórca tej teorii został na pewnym etapie życia pociągnięty w stronę filozofii. To nie przypadek. Nieuchronność, z jaką fizyka kwantowa prowadzi do najgłębszych pytań filozoficznych, była zresztą jedną z przyczyn, dla których postanowiliśmy napisać niniejszą książkę. Na razie jednak możemy spokojnie poprzestać na tym wstępnym rozumieniu, czym jest świat.

Każdy z nas stwarza sobie swoją własną, prywatną wizję świata, prawdopodobnie w dużym stopniu inspirowaną tym, co zasłyszeliśmy od członków swojej kultury, zwłaszcza rodziców, nauczycieli i innych autorytetów, oraz tym, co wyczytaliśmy w książkach. Rozmaite cywilizacje z biegiem czasu opracowują często swoje własne „standardowe" wizje świata. Wykształcony XV-wieczny Europejczyk, przykładowo, zagadnięty na ulicy Krakowa, Pragi czy Paryża, prawdopodobnie odpowiedziałby, że istnieją sfery planetarne i gwiazdy stałe, a za nimi promienieje światło Boże; że świat składa się z rozmaitych substancji, esencji i żywiołów, rozproszonych w materiałach i pożywieniu, będących pod wpływem planet... i tak dalej.

Nauka to szczególnego typu przedsięwzięcie, które skupione jest na świecie fizycznym, prowadzące do coraz lepszego zrozumienia go, stale korygowanego przez eksperyment i zastosowania. Mogłoby się więc wydawać, że „świat taki, jakim opisuje go nauka" jest w pewnym sensie wyróżniony poznawczo – i rzeczywiście tak jest. Trudno znaleźć metodę „konstruowania światów", która byłaby bardziej systematyczna i ostrożna – choć oczywiście

nauka, jak każdy wynalazek człowieka, nie jest niezawodna. Szczególnego typu słabością nauki, będącą równocześnie źródłem jej wielkiej potęgi, jest jej ciągła zmienność. Świat takim, jakim go opisywał naukowiec XVII-wieczny, jest zupełnie inny od tego, jakim go opisywano w XIX wieku czy na początku XXI wieku, a za kolejne sto lat z pewnością będzie on jeszcze inny. Niniejsza książka poświęcona jest zestawieniu ze sobą dwóch tego typu światów.

Jeden z nich to „świat klasyczny". Co ciekawe, stanowi on tak naprawdę tylko nieznacznie doprecyzowaną wersję tego, w jaki sposób potocznie wyobrażamy sobie rzeczywistość fizyczną. W dalszej części książki opiszemy ten świat nieco dokładniej. Z punktu widzenia fizyka jest on opisywany przez mechanikę klasyczną – naukę o położeniach, prędkościach, przyspieszeniach, siłach i tak dalej. Areną dla niego jest zaś swojska, płaska, bezpieczna, intuicyjna przestrzeń trójwymiarowa. W tego typu świecie żyli naukowcy jeszcze na początku XIX wieku, a z niewielkimi modyfikacjami aż do początku XX wieku. Potem historia zaczęła się komplikować.

Po pierwsze, znacznie poszerzył się nam Kosmos za sprawą nowego języka opisu przestrzeni, opracowanego przez Einsteina oraz jego nauczycieli i następców, a także szeregu odkryć kosmologicznych, zwłaszcza zaobserwowania galaktyk poza Drogą Mleczną oraz tego, że wydają się od nas oddalać. Wskutek tych przemian, z których wyrosła współczesna (tzw. „relatywistyczna") kosmologia fizyczna, znaleźliśmy się nagle w zupełnie innym Kosmosie niż ten, jaki wyobrażali sobie nasi przodkowie. To Kosmos wielki i paradoksalny: prawdopodobnie nieskończony przestrzennie, a przy tym stale się rozszerzający; Kosmos, w którym w różnych miejscach czas płynie w innym tempie; Kosmos, który miał swój gorący i chaotyczny początek. Ta książka nie będzie jednak dotyczyła

przemian naszego rozumienia świata w tej najszerszej, kosmicznej skali.

Drugą wielką przemianą była bowiem rewolucja kwantowa. W wyniku szeregu coraz to bardziej niesamowitych odkryć eksperymentalnych oraz rozwoju nowego aparatu matematycznego, przed naszymi oczami zaczął się rysować świat cząstek i pól, które zachowują się zupełnie inaczej niż elementy „świata klasycznego". Co gorsza, niektóre z cech procesów kwantowych nie są nawet po prostu „dziwne", lecz kompletnie wręcz niewyrażalne: bywa tak, że od strony matematycznej i ilościowej wszystko ma sens i prowadzi do dobrych przewidywań, jednak próby wyrażenia słowami, co „tak naprawdę" dzieje się z aktorami biorącymi udział w tych procesach, spełzają na niczym. Kosmos w skali największej jest dziwny i nieintuicyjny, jego najważniejsze cechy można jednak przynajmniej w miarę dobrze wyrazić językowo. Świat kwantowy wydaje się jednak stawiać wyzwanie samej logice naszego języka.

Sytuacja na „rynku światów" jest więc dość interesująca. Większość z nas przyswoiła już sobie bez większego bólu najważniejsze cechy współczesnej wizji kosmologicznej. Bez zająknięcia mówimy o Wielkim Wybuchu, odległych galaktykach i powstawaniu planet wokół nowych słońc. Naprawdę żyjemy już – na poziomie szczerego, nawet niewyrażonego słowami przekonania – w wielkim Kosmosie, o którym mówi współczesna nauka. Wciąż jednak nie potrafimy zaakceptować, że nie cały ów Kosmos jest „klasyczny" – że cechy, które słusznie przypisujemy kubkom z kawą, jabłkom czy planetom, nie mogą być przypisane atomom i elektronom. Zapytani przez wspomnianego wyżej wędrownego dziennikarza-filozofa, jaki jest świat, prawdopodobnie opisalibyśmy więc świat klasyczny. Fizycy tymczasem już od ładnych kilku pokoleń stanowczo twierdzą, że rzeczywistość w skali mikroskopowej wcale nie zachowuje się w sposób klasyczny, przyznając równocześnie, że w skali ludzkiego doświadczenia codziennego nie ma po tym wła-

ściwie żadnych śladów. Wyprowadzenie „świata klasycznego” ze „świata kwantowego” jest zaś co najmniej problematyczne.

To naprawdę dziwaczna sytuacja. Znamy z historii przypadki najprzedziwniejszych obrazów świata, ale by świat fizyczny, w którym jesteśmy zanurzeni, był rozszczepiony na dwa zupełnie odmienne światy, niezgrabnie ze sobą zszyte gdzieś głęboko w skali nanometrów? Niniejsza książka poświęcona jest wyjaśnieniu, czym właściwie świat kwantowy różni się od klasycznego, jak na to reagowała społeczność osłupiałych fizyków, oraz jak można zszyć ze sobą te dwa światy.

Świat klasyczny

Dosyć tych wstępów. Zacznijmy może od wyjaśnienia, co tak naprawdę mamy na myśli, gdy mówimy „świat klasyczny”.

Aby poznać świat klasyczny, wystarczy się rozejrzeć i wziąć do ręki dowolną rzecz, na przykład mandarynkę. Cała mechanika klasyczna to tak naprawdę sformalizowana intuicja codzienna. Cóż więc mówi nam taka intuicja?

1. Świat można podzielić na poszczególne **przedmioty**, posiadające swoje mniej czy bardziej ostre granice. Czasem zdarza im się oczywiście rozdzielać – jak wtedy, gdy odkrawamy kromkę chleba, albo łączyć – gdy wsypujemy sól do zupy. To jednak tylko chwilowe przetasowania we względnie jasnym podziale świata na przedmioty.

Intuicja ta pięknie wpisała się w starożytną doktrynę atomizmu, zgodnie z którą świat można podzielić na najmniejsze, niepodzielne już elementy. Dziś w odniesieniu do tych elementów prawdopodobnie nie użylibyśmy słowa „atom”, ponieważ termin ten został przywłaszczony w XVIII i XIX wieku przez fizyków, którzy

określają w ten sposób jeden z elementarnych składników materii. Tak rozumiany atom nie jest oczywiście niepodzielny – składa się z elektronów oraz jądra atomowego, to zaś zbudowane jest z pewnej liczby nukleonów: protonów i neutronów. W drugiej połowie XX wieku opracowana zaś została teoria kwarków, zgodnie z którą istnieje jeszcze głębszy poziom budowy materii: wedle tej teorii zarówno protony, jak i neutrony składają się z kwarków, i to one są zgodnie z obecnym stanem wiedzy cząstkami prawdziwie elementarnymi. To właśnie pojęcie – „cząstka elementarna" – stanowi, nawiasem mówiąc, najlepszy chyba współczesny odpowiednik starożytnego terminu „atom". Atom (fizyczny) nie jest więc atomem (filozoficznym)!

Ze względu na to, o czym mówimy obecnie, nie jest jednak tak naprawdę istotne, czy kwarki stanowią ostatni krok na drodze ku naprawdę nierozkładalnym elementom rzeczywistości fizycznej. Rzecz w tym, że rozwój chemii i fizyki atomu doprowadził do potwierdzenia naszej pierwotnej intuicji, iż świat składa się z przedmiotów. Nawet przypadki kłopotliwe (Czy wypływająca z kranu woda to jeden przedmiot? A co z chmurami albo atmosferą?) można zawsze sprowadzić do atomów (filozoficznych).

To jednak nie koniec. Przekonanie, że świat jest na fundamentalnym poziomie skończonym zbiorem przedmiotów, prowadzi naturalnie do sposobu myślenia, który określa się jako **redukcjonizm**. Jeśli chcę poznać jakikolwiek przedmiot, powinienem rozłożyć go na „części pierwsze", zbadać owe elementy składowe, a następnie zsumować uzyskaną wiedzę. Jest to, jak wszystko opisywane w tym rozdziale, tak naprawdę idea zdroworozsądkowa. Gdy naprawiamy samochód, szukamy części, która się zepsuła – sprawdzamy więc wszystkie po kolei, aż zlokalizujemy usterkę. Gdy z lodówki wydobywa się nieprzyjemny zapach, szukamy artykułu spożywczego, który się przeterminował. Gdy chcę powiedzieć coś ogólnego i prawdziwego o ssakach, albo o plane-

tach Układu Słonecznego, powinienem najpierw przyjrzeć się wszystkim 6540 gatunkom ssaków i wszystkim 8 planetom. Krótko mówiąc, wiedza o pewnej całości pochodzi z wiedzy o jej częściach. Tak wyrażone przekonanie to właśnie redukcjonizm (w rozdziale IV.3. powiemy jeszcze nieco więcej na temat tego pojęcia).

Aby redukcjonizm „działał", potrzebne jest jeszcze jedno założenie – tak chyba oczywiste, że prawdopodobnie większość z nas nie wypowiada go zwykle na głos. To jednak cecha wspólna wszystkiego, co składa się na „klasyczny obraz świata": jednak są to tylko w gruncie rzeczy banalne oczywistości. Mowa o tym, że owe przedmioty, czy złożone, czy proste („atomy"), mają pewne ustalone właściwości. Są takie, a nie inne. W szczególności, masa jabłka albo liczba atomów, z których jest ono zbudowane, albo to, który element silnika wymaga naprawy, nie wynika z mojej („subiektywnej") opinii, lecz jest („obiektywną") cechą świata. Każdy przedmiot składający się na świat ma swoje właściwości, co można wyobrazić sobie jako przyczepioną do niego metkę. W przypadku cząstek elementarnych lista tych właściwości jest skończona. Ot, elektron (opisany częściowo w duchu fizyki klasycznej) mógłby posiadać takie na przykład parametry: 1) masę; 2) ładunek elektryczny; 3) spin; 4) położenie; 5) prędkość. I tyle. Podanie tych pięciu parametrów całkowicie wyczerpuje wiedzę, jaką można mieć na temat tego konkretnego elektronu. Elektron po prostu obiektywnie jest właśnie taki i w każdej chwili czasu charakteryzuje go pewien zamknięty zbiór parametrów. Przekonanie to można by określić jako **realizm własności** – własności przedmiotów istnieją w każdej chwili, niezależnie od tego, czy ktoś je w danym momencie bada, czy nie.

2. Druga „zasada klasyczności" może wydawać się nieco mniej oczywista, ale po chwili namysłu trudno się z nią nie zgodzić: przedmioty oddziałują tylko z tym, z czym wchodzą w bezpośredni

kontakt. Mandarynka nagrzewa się od mojej ręki, ale nie od ręki człowieka znajdującego się na drugim końcu pokoju albo w Chinach. Oczywiście, znajdujące się w pomieszczeniu osoby w pewnym stopniu podwyższają temperaturę mandarynki, jednak dokonuje się to za pośrednictwem powietrza – musi więc najpierw dojść do bezpośredniego kontaktu skóry z powietrzem, a potem powietrza ze skórką mandarynki. Jeżeli Słońce nagrzewa mandarynkę, to tylko w tym sensie, że wysyła posłańców – fotony – które przekazują energię bezpośrednio, osobiście. Ba, potrafimy dziś wyznaczyć, ile czasu to zajmuje, ponieważ wiemy, z jaką prędkością poruszają się fotony. Krótko mówiąc, oddziaływanie musi następować poprzez kontakt, co określa się jako zasadę **lokalności**.

Przez kilkaset lat nie było jasne, czy da się pogodzić tę wizję z grawitacją, opisaną przez Newtona jako siła pomiędzy odległymi przedmiotami. Natychmiastowy przeskok oddziaływania w poprzek wielkich połaci przestrzeni to zjawisko niemal magiczne, o co zresztą wprost oskarżali Newtona jego filozoficzni i naukowi adwersarze. Jeszcze w XX wieku Einstein określił tego typu oddziaływanie jako *spooky action at a distance*: „upiorne oddziaływanie na odległość". W XVIII i XIX wieku coraz lepiej poznaliśmy ponadto oddziaływania elektryczne i magnetyczne, które wydawały się zachowywać w sposób zbliżony do grawitacji. Cóż, prawo Coulomba to tak naprawdę doskonała kopia prawa grawitacji Newtona: cząstki oddziałują ze sobą z siłą proporcjonalną do ich ładunku, a odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości między nimi[1].

Jest w tym coś niepokojącego: jeśli, przykładowo, magnetyzm rozchodzi się błyskawicznie we Wszechświecie, to gdy przesuwam trzymanym w ręku magnesem, to co właściwie sprawia, że znajdujące się obok opiłki przemieszczają się, a i wskazówka znajdują-

cego się na Księżycu odpowiednio czułego magnetometru również będzie drgać w takt ruchów mojej ręki?

Z intuicji codziennej wynika jednoznacznie, że wpływy rozchodzą się lokalnie, można by powiedzieć, „przez dotyk", a wszelkie zjawiska rzekomo łamiące tę zasadę należą do świata paranaukowego – ot, choćby telekineza.

W ciągu ostatnich 100 lat stopniowo udało się „naprawić" nielokalność oddziaływań grawitacyjnych i elektromagnetycznych i dziś uznaje się już, że nie występuje żaden tajemniczy przeskok przez przestrzeń, skutkujący nagłym popchnięciem cząstki „znikąd". Jedną z kluczowych poszlak było odkrycie, że światło rozchodzi się ze skończoną prędkością, a następnie, że w tym samym tempie wędruje oddziaływanie magnetyczne. Spektakularnym potwierdzeniem faktu, że również zmiany pola grawitacyjnego potrzebują czasu, by dotrzeć z punktu A do punktu B, było wykrycie w 2016 roku fal grawitacyjnych, które przez 1,2 mld lat wędrowały przez przestrzeń.

Krótko mówiąc, lokalność zapewniają ostatecznie pośrednicy; w przypadku elektryczności i magnetyzmu jest nim pole elektromagnetyczne, a w przypadku grawitacji – sama przestrzeń. Wiemy więc, że nie ma mowy o żadnym natychmiastowym oddziaływaniu poprzez przestrzeń – wszelkie zmiany wywołane w jednym miejscu muszą żmudnie wędrować, nie szybciej niż z prędkością światła w próżni, w kierunku „odbiorców" tej zmiany. Wspomniane wykrycie fal grawitacyjnych pięknie ilustruje zasadę lokalności: gdy zderzają się dwie czarne dziury, przez przestrzeń wędruje posłaniec z informacją o tym zdarzeniu – fale grawitacyjne – i dopiero ten posłaniec jest w stanie rozchybotać nasze instrumenty pomiarowe. Pod tym określonym względem nawet fizyka einsteinowska jest więc „klasyczna" – ponieważ zachowana jest w niej intuicja lokalności: jeżeli chcę wiedzieć, co wydarzy się w tym miejscu, wystarczy, że przyjrzę się najbliższemu otoczeniu

tego miejsca. Cokolwiek ma miejsce na drugim końcu pokoju albo w odległej galaktyce, i tak będzie musiało skorzystać z posłańca, który pojawi się w monitorowanym przez nas otoczeniu.

3. Trzecia cecha świata lokalnego wynika wprost z drugiej – jeżeli już zaobserwowałem jakieś zdarzenie, to ufam, że coś je spowodowało. Gdyby mandarynki nagle, bez powodu, eksplodowały ludziom w rękach, zmieniały kolor na fioletowy albo zamieniały się w jabłka, i nie byłoby absolutnie żadnego znanego mechanizmu odpowiedzialnego za te zdarzenia, ani żadnego innego porządku w starannie zebranych danych obserwacyjnych na ten temat, prawdopodobnie z czasem uznalibyśmy to za część „stylu", jaki ma świat. Ba, gdyby zjawiska takie towarzyszyły ludziom od zarania dziejów, dziś już nikt nie uznawałby ich za zaskakujące – z wyjątkiem może samego momentu, gdy leżąca przede mną na talerzyku mandarynka nagle wybucha – a ponadto istniałby pewnie cały szereg zjawisk społecznych „opakowanych" wokół tego faktu przyrodniczego: być może natury religijnej, na pewno językowej (z pewnością istniałyby przysłowia nawiązujące do tego typu przypadkowych zdarzeń) oraz technologicznej (prawdopodobnie trzeba by się stale oddzielać różnego rodzaju przesłonami od wszelkich szklanych przedmiotów; być może w świecie takim w ogóle nie powstałoby szkło?). Nie żyjemy jednak w takim świecie i po miliardach, bilionach i biliardach kolektywnych obserwacji jesteśmy głęboko przekonani, że każde zdarzenie ma jakąś swoją określoną przyczynę, nawet jeśli jej jeszcze nie znamy lub nawet nigdy nie będzie nam to dane. Krótko mówiąc, wierzymy w **determinizm**.

Mieszkańcy hipotetycznego świata opisanego powyżej byliby pewnie głęboko przekonani o **indeterminizmie** świata: uważaliby zapewne (słusznie), że o ile większość zdarzeń ma swoją przyczynę, inne jej nie mają. Inaczej mówiąc, nie wszystko jest zdeterminowane.

Nawiasem mówiąc, skoro już i tak uprawiamy filozofię, warto dodać w tym miejscu drobne zastrzeżenie. W rzeczywistości istnieje parę źródeł indeterminizmu, które chętnie umieszczamy w świecie. Wspomnijmy o dwóch. Pierwszym z nich jest ludzki umysł – procesy myślowe i decyzyjne nie jest łatwo pogodzić z intuicjami świata klasycznego, a wielu z nas prawdopodobnie przyzna, że jest jakaś różnica pomiędzy koniecznością, z jaką odbijają się od siebie kule bilardowe, a sposobem, w jaki dochodzę do wniosku, że dziś na obiad zjem pieczonego pstrąga. Ba, jest coś niepokojącego i odpychającego w wizji pełnego determinizmu fizykalnego, w myśl którego wszystkie moje słowa, myśli i decyzje wynikają jednoznacznie z położenia atomów we Wszechświecie w momencie moich urodzeń; albo, swoją drogą, w momencie narodzin samego Wszechświata. Bardzo popularne, również pośród filozofów, jest więc przekonanie o wyjątkowym statusie umysłu. Niektórzy mówią wprost, że za jego autonomię odpowiada osobnego rodzaju „substancja", na przykład dusza albo *res cogitans* Kartezjusza, inni zachowują większą ostrożność, mówiąc po prostu o „wolnej woli", bez doprecyzowania, jak miałaby się ona konkretnie realizować. Tak czy inaczej warto wspomnieć, że w łonie zdroworozsądkowego „świata klasycznego" umysł stanowi pierwsze ziarno niezgody na pełen determinizm.

To jednak nie koniec. Wielu ludzi, indagowanych przez naszego wędrownego dziennikarza-filozofa, doda, że w świecie fizycznym dochodzi czasem do zjawisk *ponadnaturalnych*, których przyczyna leży poza światem fizycznym. Najbardziej klarowną demonstracją takiego zdarzenia jest jeden konkretny cud spowodowany „ręcznie" przez Boga, choć istnieją też formy subtelniejszego sterowania tokiem historii świata przez Opatrzność, Mojry czy *tao*.

Te dwie komplikacje – i potencjalnie inne, podobne – można by wygładzić dla potrzeb niniejszej książki na dwa sposoby. Pierwszym z nich byłaby otwarta deklaracja światopoglądowa: dla po-

trzeb rozważań o fizyce kwantowej przywdziewamy po prostu szaty mentalnych fizykalistów (uważając, że umysł można stuprocentowo zredukować do zjawisk fizycznych) oraz naturalistów ontologicznych (uważając, że nie ma żadnych zjawisk ponadnaturalnych). Biorąc pod uwagę ograniczony cel tej książki, byłoby to zresztą dość rozsądne wyjście. Warto chyba jednak przy tej okazji zwrócić uwagę na coś, co tym ostrzej pokazuje „problem z determinizmem" mechaniki kwantowej, który ujawni się w następnych rozdziałach. Otóż zarówno obecność wolnej woli, jak i ingerencji ponadnaturalnych w świat, w pewnym sensie mieści się w granicach determinizmu, jeśli pojęcie to zdefiniujemy odpowiednio szeroko! Źródłowo, determinizm to przekonanie, że każde zdarzenie ma jakąś przyczynę – nawet jeśli przyczyną ową jest swobodne poruszenie duszy albo wola jakiegoś bóstwa. Indeterminizm oznaczałby zaś, że może zdarzyć się coś bez żadnej konkretnej przyczyny w ogóle! W pewnym sensie jest to więc hipoteza bardziej wariacka od „hipotezy Boga" i „hipotezy duszy". Jak zaś łatwo się domyślić, fizyka kwantowa wprowadzi nas właśnie w tak orientalne rejony metafizyki!

W tym miejscu na razie przerwiemy. Istnieje tak naprawdę więcej „aksjomatów klasyczności", o których nie będziemy szczegółowo mówić w tej książce, chociaż i one potrafią zostać naruszone w świecie kwantów[2]. Jeden z nich to przekonanie o ciągłości świata, które można wyrazić następująco: jeżeli jakiś obiekt jest najpierw w stanie A, a później w stanie B, to w międzyczasie przechodzi na sposób ciągły przez stany pośrednie. To kolejna z tych cech doświadczenia potocznego, które, gdy się nad tym zastanowić, są w zasadzie oczywiste, jednak zwykle nie wypowiadamy ich na głos. Przykładowo, jeżeli spotykamy się ze znajomym po roku przerwy i jest on teraz o 20 kg cięższy (rok temu ważył 70 kg, a teraz – 90), to jest oczywiste samo przez się, że w międzyczasie osiągał również wyniki pośrednie. Musiał być taki moment, że wa-

żył 80 kg. Gdy mówimy o cząstce, która teraz znajduje się w jednym rogu pokoju, a wcześniej znajdowała się w drugim, to musi dać się wskazać ciąg punktów pośrednich, po których się przemieszczała. Ba, jest to tak głęboka intuicja, że znalazła swój odpowiednik w dziale matematyki zwanym analizą rzeczywistą, którą stosuje się w niemal wszystkich dziedzinach fizyki – mowa o tak zwanym twierdzeniu Darboux, zwanym też „twierdzeniem o przyjmowaniu wartości pośrednich". W pewnym sensie więc intuicja ta leży u podstaw fizyki jako takiej.

Tak przynajmniej mówi nam doświadczenie codzienne. Jak łatwo się domyślić, teoria kwantowa łamie zasadę ciągłości w sposób brutalny i niepodlegający wątpliwości. Choć jednak swego czasu budziło to w świecie fizyków potężną kontrowersję, dziś „kwantowość" teorii kwantów trochę zdążyła nam się opatrzyć i złamanie zasady ciągłości nie jest aż tak emocjonujące, jak trzech zasad, na których skupimy się w tej książce. Choć więc od czasu do czasu będziemy o niej wspominać, większość energii poświęcimy na rozprawienie się z „Wielką Trójką" zasad klasycznego świata. Wymieńmy je może dla pewności:

- zasada realizmu własności: cząstki posiadają w każdym momencie ustalone parametry;
- zasada lokalności: wszystko, co spotyka daną cząstkę, można wywnioskować na podstawie stanu jej bezpośredniego otoczenia (nie występuje „działanie na odległość");
- zasada determinizmu: każde zdarzenie ma swoją określoną przyczynę, z której całkowicie wynikają wszystkie właściwości owego zdarzenia.

Te trzy zasady wyznaczą oś niniejszej książki. W następnych rozdziałach opowiedziane zostaną najsłynniejsze eksperymenty fizyczne, które rzucają cień wątpliwości na te „klasyczne oczywistości". Czasem będą one podważać jedną z tych zasad, czasem

wszystkie, a czasem każą nam wybrać pomiędzy jedną z nich. Tak czy inaczej nie ulega już wątpliwości, że zasady te są regularnie łamane w toku naturalnych zjawisk przyrodniczych, które dziś obserwujemy już rutynowo. Wielkie pytanie brzmi więc: jak ze świata kwantowego, w którym klasyczność świata zostaje brutalnie naruszona, posklejać „bezpieczny" świat codziennego doświadczenia? Temu poświęcony będzie rozdział „Uklasycznienie".

Na razie zapoznajmy się z pierwszym, najważniejszym dla całej tej książki doświadczeniem – kwantowym eksperymentem Macha-Zehndera. Trudno o lepszą ilustrację kruchości tego, co mówi nam o rzeczywistości umysł ludzi wychowany w świecie codziennego doświadczenia makroskopowego. Przygotujcie się na roztrzaskanie swoich wyobrażeń o świecie.

I. Świat klasyczny

Marcin Łobejko

I.1. Klasyczny eksperyment Macha-Zehndera

Rozpocznijmy od wykonania pewnego eksperymentu, którego celem jest poznanie natury światła. W pierwszej kolejności musimy więc znaleźć jakieś jego źródło. Oczywiście światła wokół mamy aż nadto. To właśnie ono sprawia, że w ogóle cokolwiek jesteśmy w stanie zobaczyć. Głównym naturalnym źródłem jest znane wszystkim Słońce, a po zmroku dostrzegamy również światło docierające do nas z o wiele bardziej odległych gwiazd, które mogło zmierzać na Ziemię nawet miliardy lat. Światło potrafimy również wytworzyć sami, na przykład krzesząc ogień lub za pomocą prądu elektrycznego, który pobudza metalowe włókna żarówki do świecenia. Zwróćmy jednak uwagę, że światło, które wysyła żarówka, Słońce lub ognisko jest bardzo rozproszone – wysyłane we wszystkich kierunkach – i trudno je „złapać" w danym miejscu, by badać jego własności. W naszym eksperymencie potrzebne jest coś, co świeci tylko w jednym kierunku i to z dużą intensywnością.

Takim źródłem światła, skoncentrowanym i punktowym, jest laser. Emituje on dokładnie takie samo światło, które dociera do nas choćby ze Słońca, ale posiada pewne szczególnie interesujące nas własności. Przede wszystkim światło lasera jest bardzo mocno skupione w wąskim wycinku przestrzeni, tworząc wiązkę, którą można bardzo dobrze zaobserwować, jeśli tylko w powietrzu znajduje się trochę kurzu lub dymu. Laser jest ponadto źródłem światła o jednym tylko wybranym kolorze, np. czerwonym lub zielonym, i ta właśnie cecha będzie również odgrywała wielką rolę w eksperymencie, który zamierzamy przeprowadzić.

Konstrukcję aparatury badawczej rozpoczynamy więc od lasera – może być to zwykły kieszonkowy czerwony wskaźnik laserowy.

Kładziemy go na stole, najlepiej osadzając w jakimś solidnym uchwycie, i włączamy. Gdybyśmy przeprowadzali nasze doświadczenie w próżni, nie zaobserwowalibyśmy nic, chyba że wycelowalibyśmy wiązkę światła dokładnie we własne oko – w takim jednak razie nasza obserwacja, choć spektakularna, zakończyłaby się dość szybko. Ponieważ światło lasera tworzy zwartą wiązkę, żadne jego cząstki nie trafiają do obserwatora stojącego z boku. Za pomocą dymu możemy jednak sprawić, że część wiązki odbije się od cząsteczek dymu i trafi do naszych oczu: w ten sposób uwidocznimy powstałą wiązkę laserową. Okaże się wtedy, że jest ona dokładnie linią prostą i zatrzymuje się na pierwszym napotkanym nieprzezroczystym obiekcie. Na przykład, ustawiając na drodze wiązki białą kartkę, zaobserwujemy powstały na niej czerwony punkcik, do którego dociera całe wyemitowane światło, tak że po drugiej stronie kartki wiązka całkowicie znika. Tak użyta kartka papieru jest dobrym wskaźnikiem tego, gdzie dociera nasze światło (i czy w ogóle dociera) – możemy to w prosty sposób odczytać za pomocą powstającego czerwonego punkciku. W fizyce eksperymentalnej powiedzielibyśmy, że kartka papieru pełni rolę detektora światła. Tak naprawdę wszystko to, co dostarcza nam informacji o świetle naszego lasera, jest jego detektorem – dla fizyka strużka dymu ze zgaszonej zapałki również jest detektorem.

Zauważmy, że każdy detektor, aby udzielić informacji o badanym obiekcie, musi wejść z nim w jakiś kontakt. To właśnie oddziaływanie światła z drobinami dymu, kurzu lub z powierzchnią kartki pozwala nam w ogóle to światło dostrzec. W dalszej części ten proces obserwacji będziemy nazywać pomiarem i wielokrotnie wrócimy do niego w naszych rozważaniach. Musimy sobie uświadomić, że pozyskiwanie jakiejkolwiek informacji o otaczającym nas świecie zawsze wiąże się z wykonywaniem pomiaru. Nawet wtedy, gdy po prostu patrzymy na jakiś obiekt albo słuchamy jakiegoś dźwięku, nasze narządy zmysłów wykonują pomiar na rzeczywistości. Zwróćmy dodatkowo uwagę, że pomiar zawsze w jakimś

stopniu nieodwracalnie zmienia nasz obiekt badań – tak, że mierzymy już coś innego niż było tym przed pomiarem. W naszym przykładzie użyta kartka blokowała dalszą podróż wiązki, a więc wiązka po pomiarze jest już zdecydowanie czymś innym niż przed nim. Już teraz warto uświadomić sobie to ogromne ograniczenie nauk empirycznych (a także naszego poznania zmysłowego!): wszelkie obiekty materialne poznajemy tak, jak nam się ukazują w trakcie procesu pomiaru, a nie tak, jak istnieją „same w sobie" przed pomiarem. W pewnym sensie można by powiedzieć, że „obiekt z niczym nieoddziałujący" jest z czysto empirycznego punktu widzenia fikcją – czymś, co możemy sobie oczywiście wyobrazić i wydaje się być konieczne dla naszego obrazu świata, ale co nigdy nie pojawi się w jakimkolwiek wyobrażalnym eksperymencie. W dalszej części książki zobaczymy, że ma to szczególnie duże znaczenie, gdy badamy mikroskopowy świat zjawisk kwantowych, i prowadzi do tego, co fizycy nazywają „problemem pomiaru".

Wróćmy na razie do naszego eksperymentu. Pomiar wiązki laserowej za pomocą kartki jest bardzo dobrym detektorem jej położenia, jednak chcielibyśmy wiedzieć o niej coś więcej. Kartka nie może nam odpowiedzieć, „jak dużo" tego światła dociera do niej, czyli, bardziej ściśle, jaka jest intensywność[3] naszej wiązki. Intensywność to już nowa charakterystyka światła. Istnieją bowiem lasery, które posiadają tak intensywną wiązkę, że za jej pomocą można przecinać stalowe drzwi, i takie, które służą jako wskaźnik do prezentacji. Dociekliwy badacz chciałby więc dodatkowo wiedzieć, jak bardzo intensywny jest jego laser. Kartka papieru do tego nie wystarczy – potrzebny będzie nieco bardziej zaawansowany sprzęt.

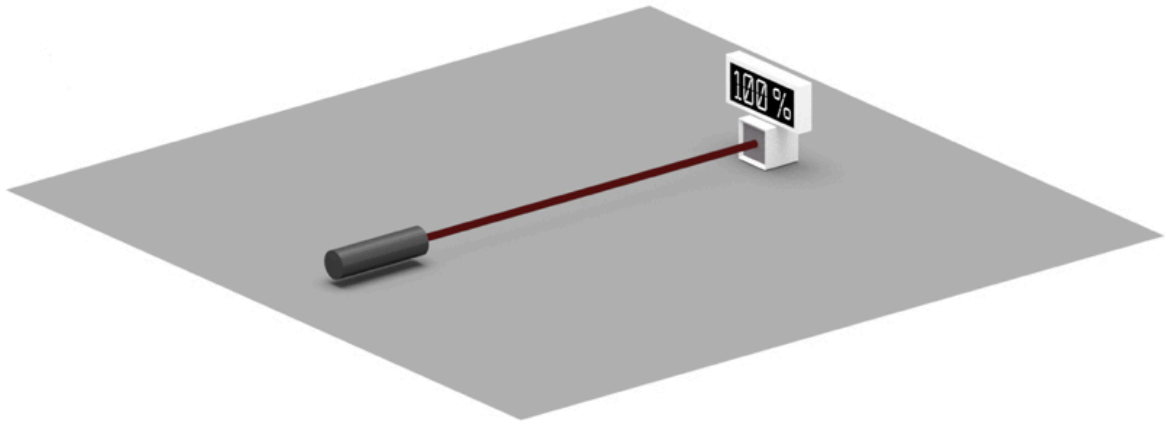
Być może słyszeliście o kamerach CCD? CCD to rodzaj szczególnej, światłoczułej matrycy, która pozwala zamienić światło na obraz cyfrowy i np. wyświetlić go na ekranie komórki lub aparatu fo-

tograficznego. Zaglądając do jej wnętrza w poszukiwaniu podstawowych zasad fizyki odpowiadających za jej działanie, dochodzimy do zjawiska wybijania z powierzchni matrycy cząstek będących nośnikami ładunku elektrycznego, który gromadzi się na jej powierzchni – dokładnie w miejscu, w które uderzyła dana wiązka światła. Jest to tak zwany efekt fotoelektryczny: w wyniku pobudzenia padającym światłem poszczególne atomy uwalniają naładowane cząstki, elektrony. W rozdziale II.3 powiemy więcej o samych elektronach i ich egzotycznych kwantowych własnościach. W tej chwili musimy tylko wiedzieć, że elektrony obdarzone są ładunkiem i że dziś potrafimy dość swobodnie nimi manipulować. W przypadku matrycy CCD uwolnione elektrony są w pierwszej kolejności gromadzone w kondensatorach, a następnie zostaje zmierzona wartość ładunku elektrycznego, który się tam zmagazynował. Ostatecznie informacja ta zostaje zamieniona na sygnał cyfrowy i przekazana dalej.

Cała matryca CCD jest zbudowana z wielu takich światłoczułych elementów wraz z odpowiednimi kondensatorami. Elementy są ustawione jeden obok drugiego i każdy z nich działa w sposób niezależny, tak, że możemy dokładnie śledzić, w którym miejscu i z jaką intensywnością światło dotarło do matrycy. Każdy z takich elementów jest niczym innym jak pojedynczym pikselem, a im większe ich upakowanie, tym lepsza rozdzielczość naszej matrycy. Jeśli więc aparat w twoim telefonie posiada 4 megapiksele, oznacza to nic innego jak to, że jego matryca posiada 4 miliony takich światłoczułych elementów i każdy z nich niezależnie zbiera informację o intensywności, tym samym tworząc zdjęcie w postaci cyfrowej.

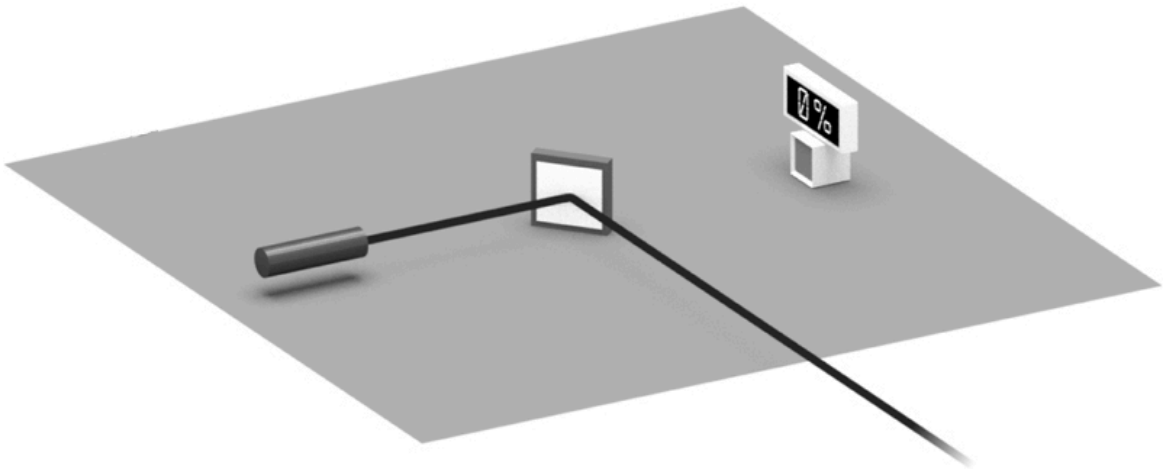
Rozszerzamy więc nasz układ pomiarowy o matrycę CCD, którą łączymy z komputerem i za pomocą odpowiedniego oprogramowania jesteśmy w stanie odczytać informację o padającej intensywności wiązki świetlnej. Prześledźmy jeszcze raz, jak ten pomiar

wygląda krok po kroku. Wiązka wylatuje z lasera i porusza się po linii prostej przed siebie, następnie uderza w matrycę CCD w jakimś konkretnym miejscu i w wyniku oddziaływania fotoelektrycznego wytwarza ładunek elektryczny, który zostaje zmagazynowany w kondensatorze dokładnie w miejscu uderzenia wiązki. Następnie ładunek elektryczny zostaje zmierzony, zamieniony na sygnał cyfrowy i wysłany siecią przewodów do komputera. Za pomocą odpowiedniego oprogramowania sygnał jest odczytany i wyświetlony na ekranie, na przykład w postaci napisu „TAK”, gdy rejestrowane jest światło, albo liczby oznaczającej intensywność wiązki. My zaprogramujemy nasz wymyślony komputer tak, aby wyświetlał wartość intensywności względem tej generowanej przez laser. Gdy więc wiązka bez żadnych przeszkód trafi do detektora, będzie on wyświetlał napis „100%”:



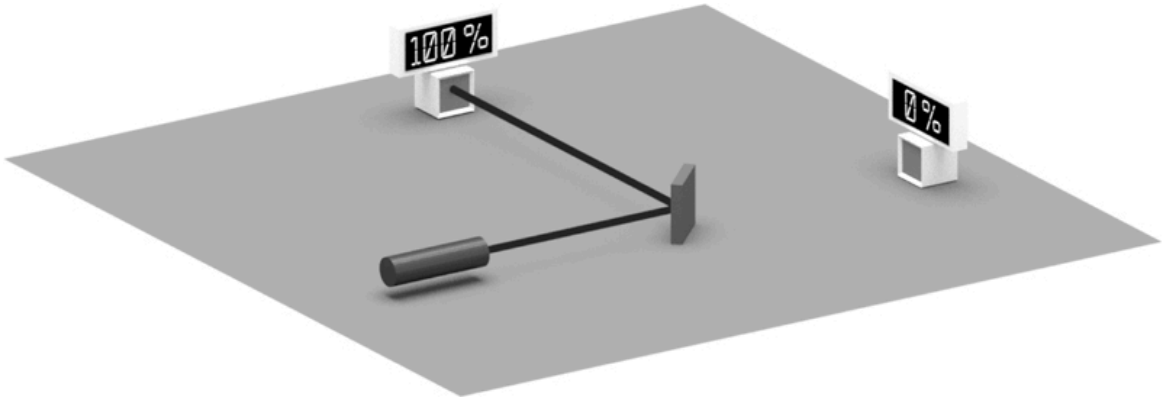
Rys. 1. Laser i detektor.

Zróbmy teraz następny krok w naszym eksperymencie i na stole pomiędzy laserem a matrycą ustawmy pochylone pod kątem 45 stopni względem wiązki lustro – najzwyklejsze w świecie lustro, którego używamy codziennie. Zaglądając teraz do komputera, oczywiście zauważamy spadek naszej intensywności do 0%:



Rys. 2. Laser, detektor i lustro.

Wiemy jednak, że lustro odbija światło, więc być może jesteśmy w stanie naszą wiązkę gdzieś odszukać. Ponownie rozpylmy trochę dymu nad naszym stołem; być może uda nam się odnaleźć zaginioną wiązkę. Rzeczywiście, zgodnie z przewidywaniami światło odbiło się od lustra i zmieniło swój tor o 90 stopni. Teraz porusza się w bok. Ustawmy tam nasz detektor (czyli matrycę CCD) i... Tak, mamy to! Intensywność ponownie podniosła się do 100%. Oznacza to, że źródło dokładnie odbiło naszą wiązkę – światło zmieniło kierunek, lecz nie utraciło swojej intensywności.

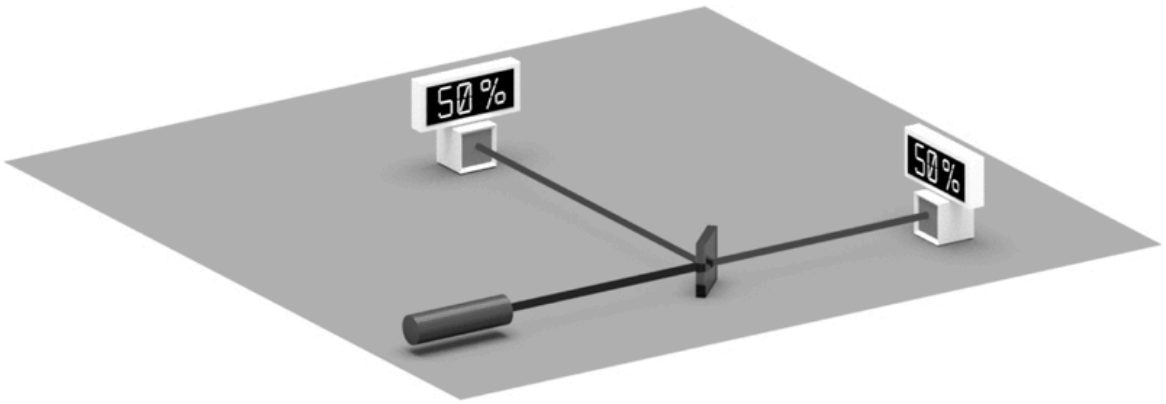


Rys. 3. Laser, dwa detektory i lustro.

Te wszystkie manipulacje mogą wydawać się mało ekscytujące, jednak każde prawdziwe doświadczenie fizyczne wymaga sprawdzenia kolejno wszystkich elementów układu eksperymentalnego, aby się upewnić, że na pewno zachowują się tak, jak się tego spodziewamy. Nawet jeśli ich zachowanie jest dla nas z góry oczywiste i znane.

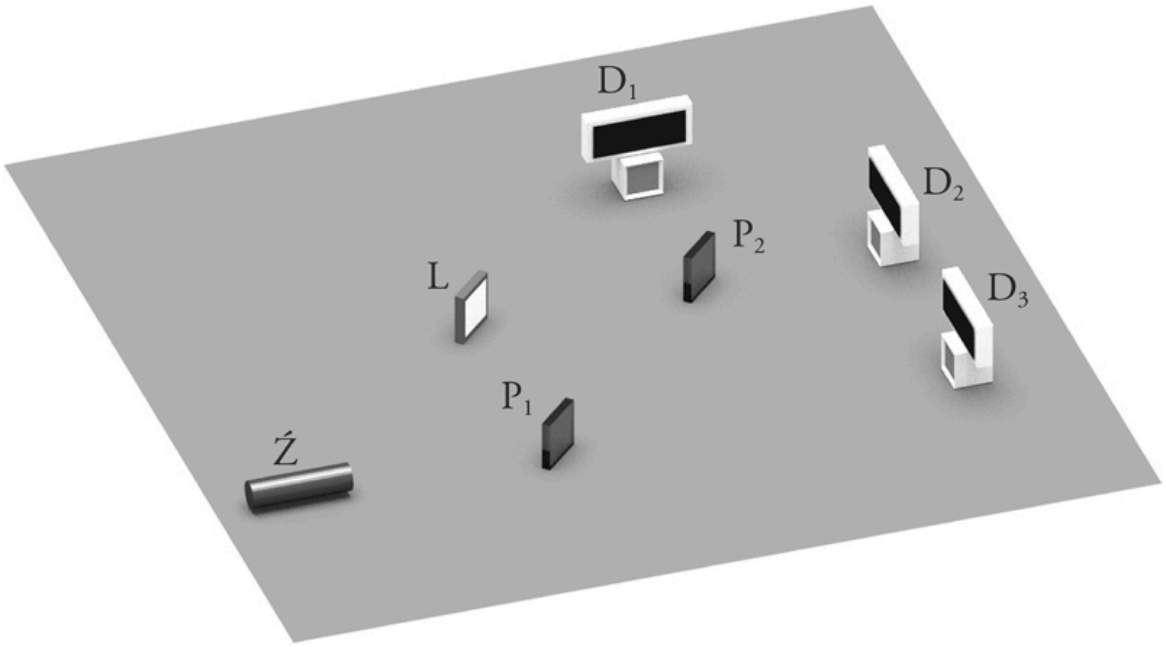
Gdy już wiemy, że laser, lustro i detektor zachowują się „jak należy", zaczniemy nasz eksperyment delikatnie komplikować, poprzez rozdzielanie pierwotnej wiązki na dwie części. W tym celu musimy dołożyć do naszej aparatury jeszcze jeden element, nazywany lustrem półprzepuszczalnym lub płytką światłodzielącą. Jak sama nazwa wskazuje, ten element optyczny jest w jakiś sposób podobny do standardowego zwierciadła, którego używaliśmy przed chwilą. Rzeczywiście, wygląda również bardzo podobnie do typowego lustra, ale w przeciwieństwie do niego jest częściowo przezroczysty, co oznacza, że trochę światła odbija, a trochę przepuszcza.

Takie zachowanie nie jest wcale czymś egzotycznym. Jadąc po zmroku pociągiem i patrząc w szybę, można zarówno wyjrzeć na zewnątrz, oglądając mijane krajobrazy, jak i zobaczyć odbicie wnętrza przedziału. Szyba w przedziale pociągu jest właśnie lustrem półprzepuszczalnym, ponieważ zarówno odbija, jak i przepuszcza padające na nią światło. Nas w dalszym eksperymencie interesuje podział wiązki dokładnie na pół. Sprawdźmy więc, czy zamówiony od producenta towar rzeczywiście spełnia swoje zadanie. Ustawiamy zakupioną płytkę w miejsce, gdzie wcześniej stało zwykłe lustro i odczytujemy: 50% na jednym detektorze i 50% na drugim.



Rys. 4. Laser, dwa detektory i płytka światłodzieląca (lustro półprzepuszczalne).

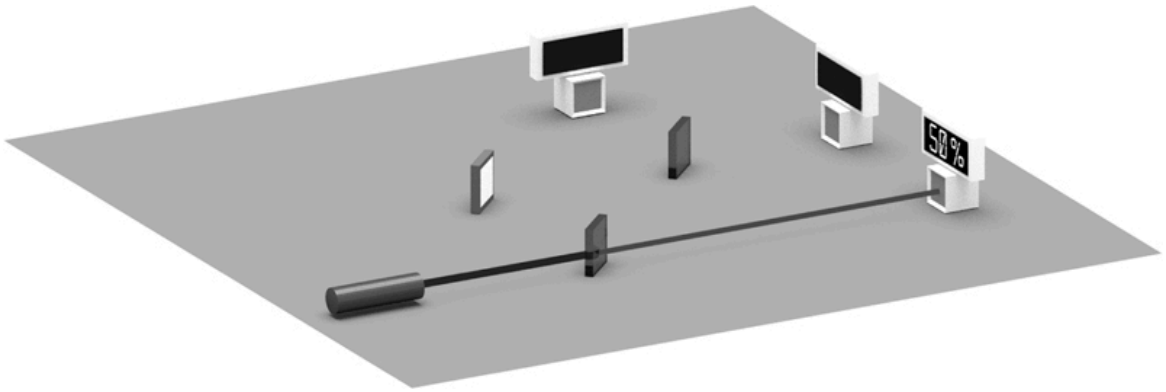
Teraz mamy już do dyspozycji wszystkie „klocki”, pozwalające nam na odtworzenie jednego z najsłynniejszych eksperymentów w historii fizyki: doświadczenia Macha-Zehndera. Czas na pierwsze wyzwanie. Na naszym stole eksperymentalnym ustawimy najpierw następującą konfigurację elementów – która nie odpowiada jeszcze całkiem konstrukcji tego doświadczenia i można by ją określić jako „eksperyment prawie-Macha-Zehndera” – nie włączając jeszcze lasera:



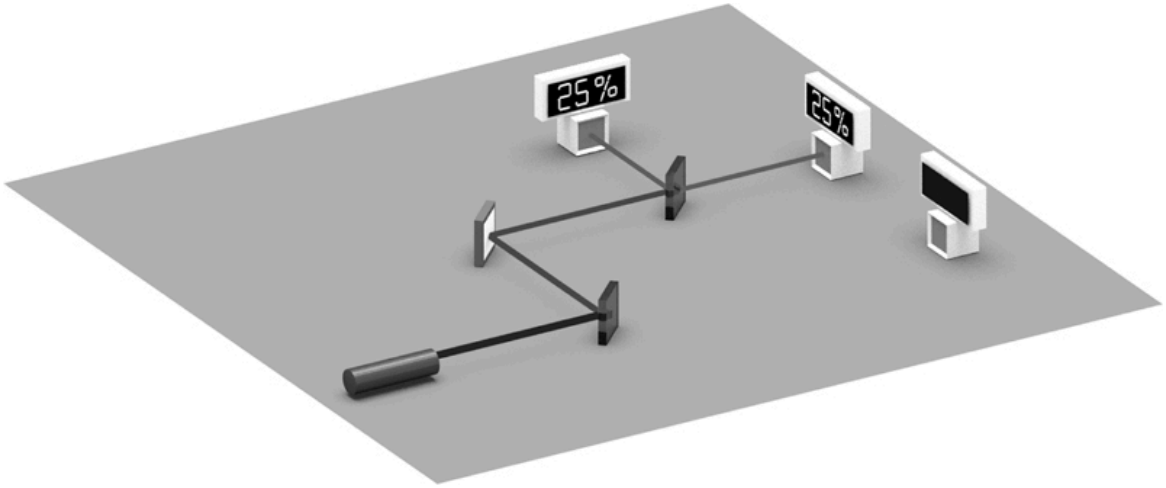
Rys. 5. „Eksperyment prawie-Macha-Zehndera”.

Podsumujmy. Nasz zestaw składa się ze źródła (Ź), dwóch płytek półprzepuszczalnych (P_1 i P_2), jednego zwykłego lustra (L) oraz trzech detektorów (D_1, D_2 i D_3). Spróbujmy przewidzieć, co się wydarzy po włączeniu lasera. Wygląda na to, że wiązka światła wyleci ze źródła w linii prostej i napotka na pierwszą płytkę półprzepuszczalną (P_1), która rozdzieli wiązkę na dwie części. Rozważmy kolejno, niezależnie od siebie, obie drogi: „drogę dolną”, którą podążać będzie światło przechodzące na przestrzał przez lustro półprzepuszczalne, oraz „drogę górną”, którą podążać będzie światło odbite.

Droga dolna jest o wiele prostsza, zacznijmy więc od niej. Cóż, wiązka trafia po prostu bezpośrednio do detektora D_3. Ponieważ zaś płytka P_1 rozdziela intensywność po połowie, do detektora D_3 powinno trafić 50% początkowej intensywności. To nasze pierwsze przewidywanie.



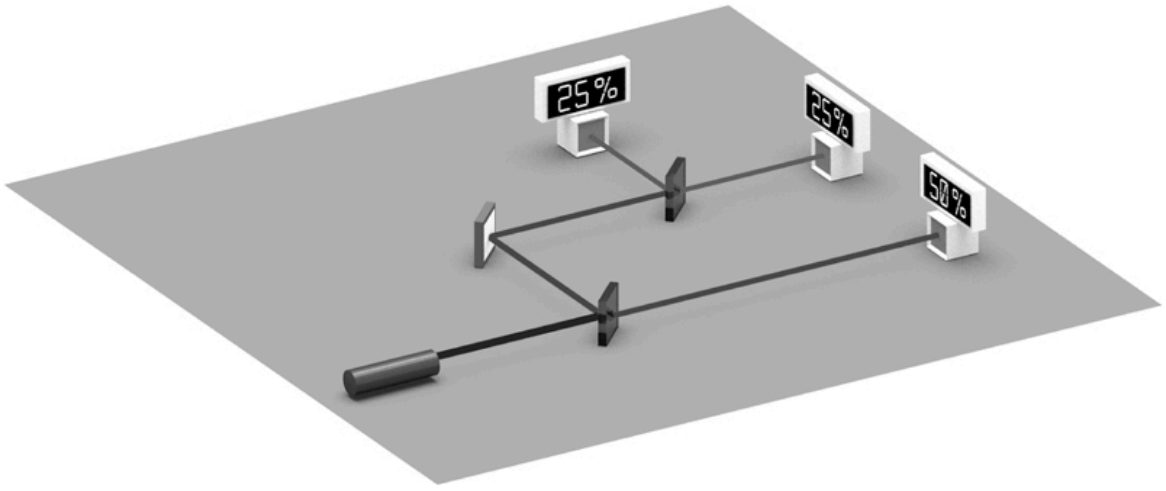
Rys. 6a. „Eksperyment prawie-Macha-Zehndera” – droga dolna.



Rys. 6b. „Eksperyment prawie-Macha-Zehndera” – droga górna.

Następnie przyjrzyjmy się drodze górnej, czyli tej części wiązki, która odbija się od lustra. Na drogę tę powinno wstąpić 50% światła, które opuściło laser. Następnie wiązka ta odbija się od lustra L i zmienia swój kierunek, nie tracąc na intensywności, aby ostatecznie trafić do drugiej płytki półprzepuszczalnej P_2 – tam zostaje rozdzielona na dwie wiązki, każda o połowie intensywności względem poziomu tuż sprzed padnięcia na tę płytkę. Ostatecznie spodziewamy się, że w detektorach D_1 i D_2 powinniśmy zaobserwować poziom intensywności światła równy 25%.

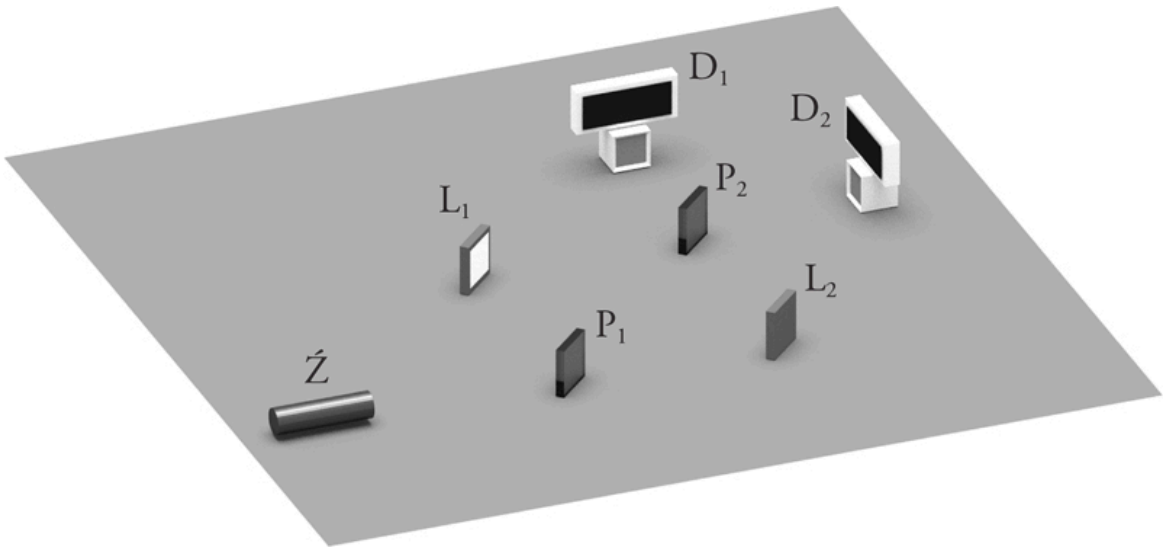
Nie pozostaje nam nic innego jak włączyć laser i...



Rys. 7. „Eksperyment prawie-Macha-Zehndera” – rezultat.

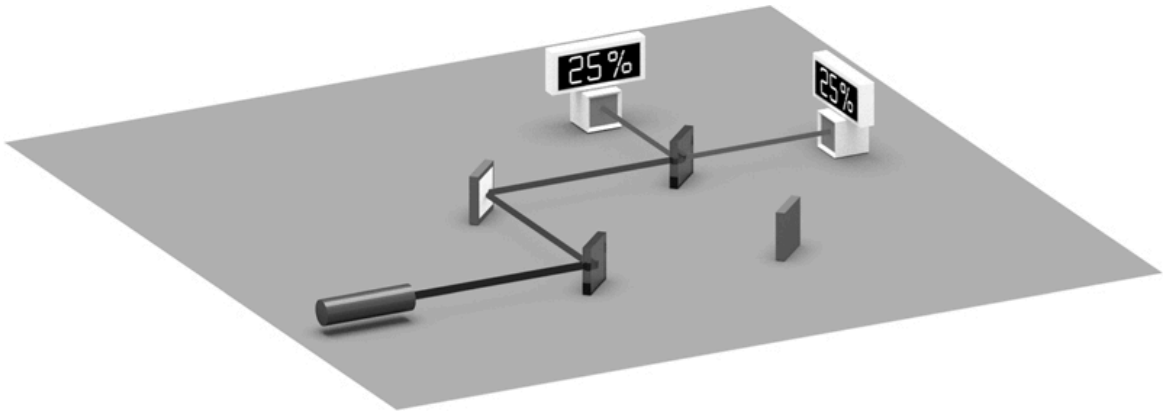
...nasze przewidywania są idealnie zgodne z obserwacją empiryczną. Wygląda na to, że udało nam się już trochę zrozumieć naturę światła, a w szczególności jego zachowanie przy kontakcie z lustrem zwykłym i półprzepuszczalnym. Na tyle dobrze poznaliśmy zachowanie światła, że potrafimy dokonywać zgodnych z obserwacją przewidywań i to jeszcze przed wykonaniem jakiegokolwiek eksperymentu. Nie pozostaje nam nic innego, jak kontynuować dalsze badania.

Dochodzimy właśnie do najważniejszego miejsca w naszym eksperymencie. Co, jeśli teraz wprowadzimy jeszcze jedno zwierciadło, tak że wiązka „dolna” nie dotrze do detektora D_3, tylko zostanie odbita o 90 stopni i wysłana do płytki półprzepuszczalnej P_2? Wiązka górna i dolna spotkają się więc w tej płytce. Co się wtedy może stać? Tak właśnie przedstawia się układ eksperymentalny określany jako doświadczenie Macha-Zehndera:

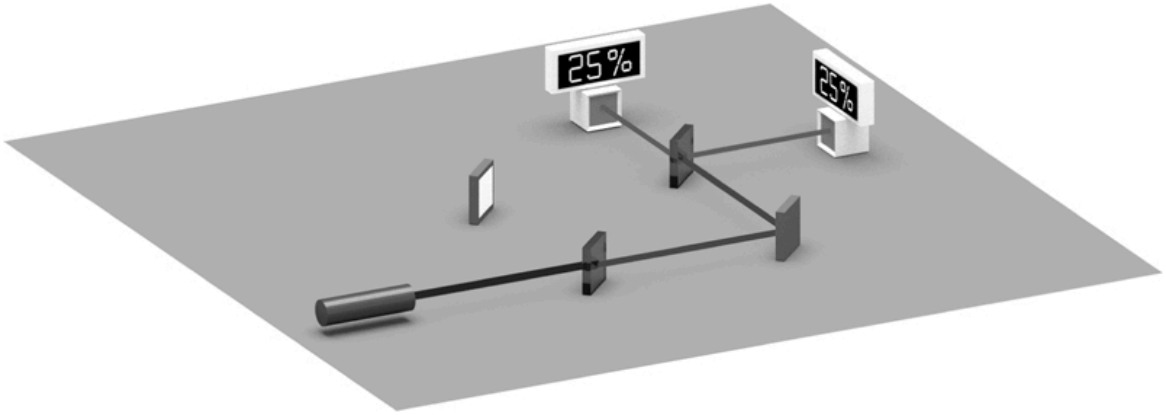


Rys. 8. Eksperyment Macha-Zehndera.

Zauważmy przede wszystkim, że nowe ustawienie w żaden sposób nie zmienia drogi górnej – żaden przyrząd optyczny nie uległ przemieszczeniu ani wymianie. Na tej podstawie raczej naturalne jest założyć, że sytuacja będzie wyglądała tak jak wcześniej, czyli od strony drogi górnej zarówno do detektora D_1, jak i D_2, przybędzie po 25% intensywności. Wiązka dolna powinna zachowywać się tak samo i zostać rozdwojona w płytce półprzepuszczalnej P_2: pół tej wiązki powinno przejść poprzez nią na wprost, trafiając do detektora D_1, a pół zostać odbite i trafić do detektora D_2. Zgadza się?

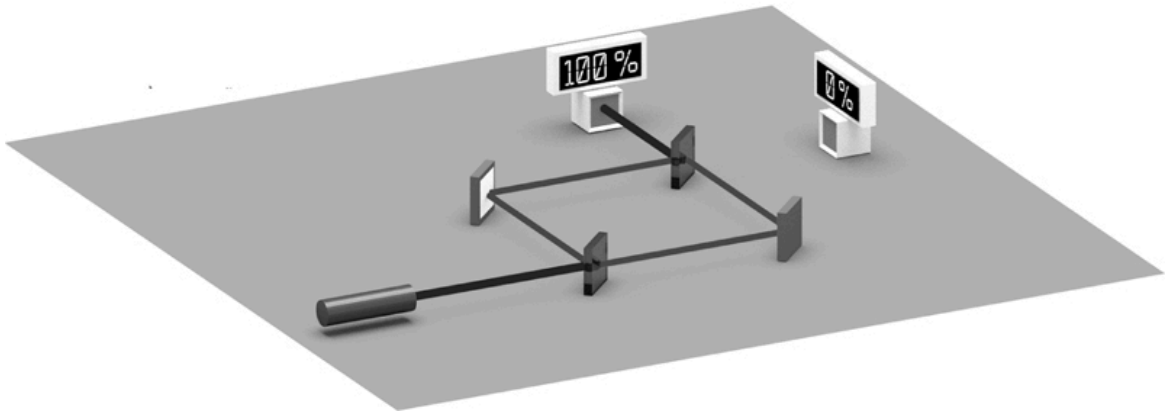


Rys. 9a. Eksperyment Macha-Zehndera – droga górna.



Rys. 9b. Eksperyment Macha-Zehndera – droga dolna.

Po zsumowaniu wkładu od drogi górnej i drogi dolnej trudno dojść do innego wniosku niż ten, że obydwa detektory powinny wskazać 50%. Uspokojeni dotychczasowymi eksperymentami włączamy laser i...



Rys. 10. Eksperyment Macha-Zehndera: rzeczywisty wynik eksperymentalny.

...detektor D_1 wskazuje 100%, a detektor D_2 – 0%. Hmmmm... Wynik jest więc całkowicie różny od tego, co zakładaliśmy. Zawsze jest możliwość, że nasza aparatura (lub oprogramowanie) w jakiś sposób uległo awarii, ale kiedy jeszcze raz sprawdzamy poprzednie ustawienia, to wygląda na to, że wszystko działa jak należy. Musimy więc przyjąć, że rozumowanie, które doprowadziło nas do wartości 50%–50%, jest błędne. Tylko gdzie mogliśmy popełnić błąd?

Okazuje się, że źródłem pomyłki było to, że założyliśmy całkowitą niezależność pomiędzy jedną i drugą drogą. Najpierw rozwiązaliśmy problem dla drogi górnej, następnie dla dolnej, i ostatecznie połączyliśmy to w jeden obraz, dodając do siebie odpowiednie intensywności. Wiązki laserowe, które spotykają się wewnątrz drugiego lustra półprzepuszczalnego P_2, wpływają jednak na siebie i powodują wzajemne „wzmacnianie” lub „wygaszanie”. Żeby wyjaśnić w pełni to zjawisko, musimy cofnąć się 150 lat wstecz, do czasów, gdy nikomu nawet nie śniła się teoria kwantowa.

I.2. Teoria falowa Maxwella

Dziewiętnaty wiek to w historii fizyki piękny okres. Obok dziesiątków innych świetnych odkryć, to właśnie wtedy nastąpiły narodziny elektromagnetyzmu, czyli niebywale skutecznej teorii opisującej w sposób ujednolicony znane już wówczas zjawiska elektryczne i magnetyczne. Z teorii tej dodatkowo i całkowicie niespodziewanie wyłonił się poprawny opis światła, który między innymi jest w stanie wytłumaczyć problem, na który napotkaliśmy przed chwilą, rekonstruując eksperyment Macha-Zehndera.

Owej wielkiej syntezy dokonał James Clerk Maxwell, bazując na badaniach swych poprzedników, zajmujących się w niezależny sposób zjawiskami elektrycznymi i magnetycznymi. Jak to często w nauce bywa, trud wielu naukowców został zwieńczony wielkim sukcesem jednego z nich. Jeśli chcemy zrozumieć i poprawnie zinterpretować niespodziewane wyniki eksperymentu Macha-Zehndera z poprzedniego rozdziału, musimy zagłębić się w teorię elektromagnetyzmu. Okazuje się jednak, że odpowiedź, której szukamy, da nam dużo więcej – pozwoli nie tylko poprawnie opisać światło, ale także będzie wskazówką do zrozumienia świata mikroskopowego w ujęciu kwantowym.

Zgodnie z teorią elektromagnetyzmu, światło jest wędrującym w przestrzeni zaburzeniem pola elektrycznego i magnetycznego (lub po prostu „elektromagnetycznego”). A czym właściwie jest samo pole? Jego koncepcja pochodzi oczywiście z matematyki, tak jak większość języka używanego przez fizyków, gdzie przez pole rozumie się wielkość, która jest zdefiniowana w całej przestrzeni, czyli po prostu wszędzie. Przykładowo polem może być intensywność światła, o której tyle mówiliśmy przed chwilą – jest to

wszak wielkość, która ma przypisaną wartość w każdym punkcie przestrzeni. W tym przypadku intensywność wiązki była niezerowa tylko wzdłuż odpowiednich promieni laserowych, a poza nimi spadała do zera.

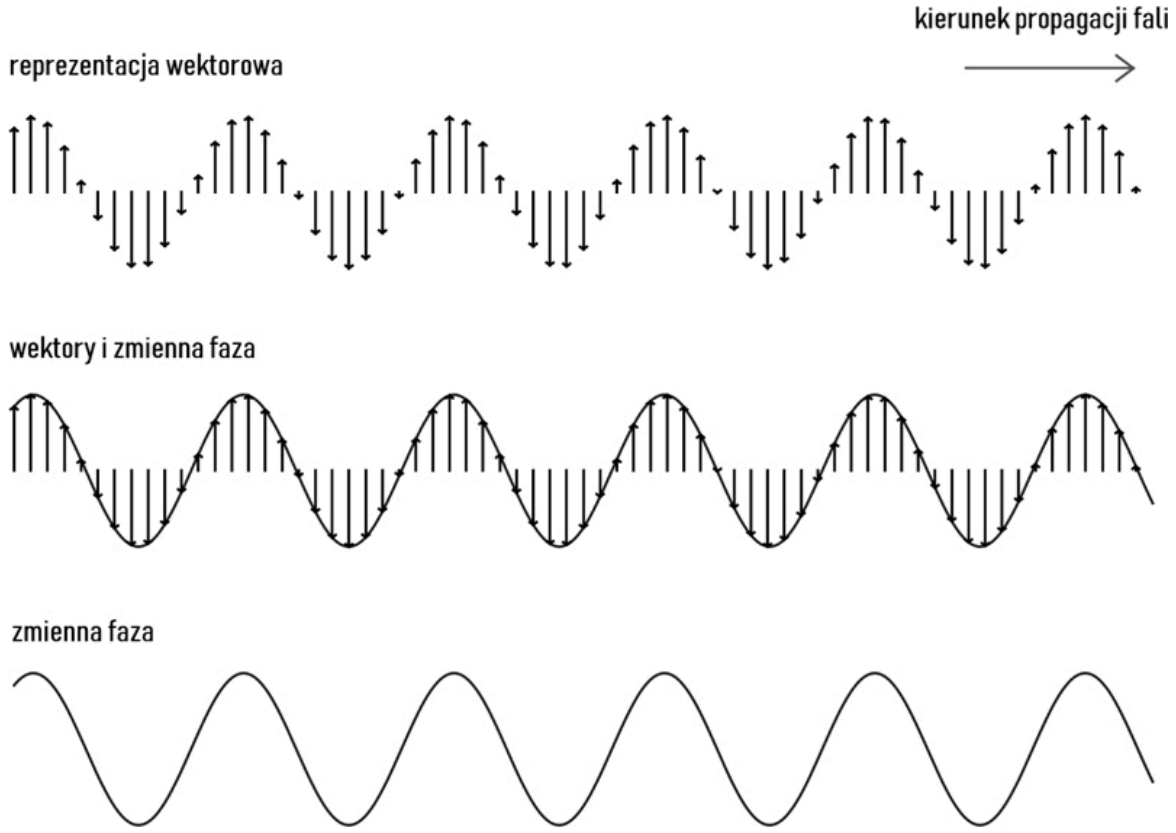
Aby więc opisać jakieś pole, należy podać, jak wartości opisujące to pole są rozłożone w przestrzeni. Występujące w przyrodzie pola elektryczne i magnetyczne mogą w różny sposób wypełniać przestrzeń, a ponadto mogą być statyczne (jak pole pochodzące od magnesu stałego), lub dynamiczne (jak pole pochodzące od anteny radiowej). Typowym przypadkiem zmienności pola jest rozchodzenie się fal elektromagnetycznych – regularnego następstwa górek i dolin, wędrujących w określonym kierunku z prędkością światła. Przykładem takiej fali może być wiązka laserowa, ale także fala radiowa wysyłana przez jakąś rozgłośnię. Może wydawać się to dziwne, ale zarówno światło, jak i fale radiowe czy telewizyjne, co do swojej natury są dokładnie tym samym zmiennym polem elektromagnetycznym.

Poza rozważaną przez nas intensywnością, pole elektromagnetyczne posiada również inne własności. Pierwszą z nich jest kierunek. Takie „kierunkowe” pole nazywa się w fizyce polem wektorowym. Własność ta jest zdecydowanie mniej intuicyjna niż intensywność, chociaż koncepcyjnie jest również bardzo prosta. Można sobie wyobrazić, że dla każdego punktu w przestrzeni podajemy nie tylko liczbę określającą intensywność pola, a także strzałkę wyznaczającą pewien kierunek (wektor). Kierunek ten może być różny dla różnych punktów przestrzeni, co oznacza, że nasze pole przypomina trochę jeża, którego igły mogą być skierowane w dowolną stronę świata.

Co istotne, strzałki te nie są kierunkiem przemieszczania się fali elektromagnetycznej, takiej jak analizowana wcześniej wiązka laserowa lub fala radiowa[4], lecz raczej są wizualizacją kierunku działania „siły”, którą reprezentuje dane pole elektromagnetyczne.

Oznacza to, że w każdym punkcie przestrzeni pole może oddziaływać w innym kierunku. I tak, na przykład, pole elektryczne będzie popychać cząstki o odpowiednim ładunku w kierunku wyznaczonym przez jej strzałki. Intensywność pola można łatwo włączyć do obrazu „strzałkowego” – im dłuższa strzałka, tym większa intensywność pola w danym punkcie.

Chociaż rozkład strzałek w ogólności może być dowolny i chaotyczny, to jednak w przypadku fali elektromagnetycznej jest on bardzo uporządkowany. Jeżeli narysujemy strzałki pola elektrycznego w fali elektromagnetycznej, to uzyskamy taki mniej więcej obraz:



Rys. 11. Fala elektromagnetyczna.

Kiedy fala przemieszcza się z lewej strony do prawej, to jednocześnie strzałki reprezentujące pole elektryczne poruszają się z góry na dół. Zachodzi charakterystyczny, powtarzalny ruch. Tę

szczególną własność, czyli periodyczne „falowanie” pola elektrycznego, w fizyce nazywamy zmienną fazą. Jeśli zaś powiemy, że pole w tym i tym punkcie skierowane jest, przykładowo, do góry, to właśnie określiliśmy jego fazę. Nieformalnie mówiąc, faza informuje nas więc o tym, na którym etapie „pełnego cyklu” znajduje się pole elektromagnetyczne w danym miejscu, w danym momencie.

W dalszej dyskusji wszystko, co nam będzie potrzebne do opisu fali elektromagnetycznej, to właśnie faza w różnych punktach przestrzeni oraz jej intensywność[5]. Możemy też zapomnieć o samych strzałkach, które budują falę elektromagnetyczną, lecz myśleć o niej jak o falującym „wężyku”, który swoją wysokością reprezentuje intensywność, a „falowaniem” – zmienną fazę. Warto chyba dodać, że szybkość zmieniania się fazy światła – czyli częstotliwość – jest odczytywana przez nas jako jego barwa. Szybka zmiana fazy interpretowana jest jako barwa niebieska, a kolory zielony, pomarańczowy, żółty i czerwony odpowiadają coraz wolniejszym jej zmianom. Gdybyśmy na przykład zamiast lasera o kolorze czerwonym użyli lasera zielonego, w naszym opisie pole tego drugiego falowałoby po prostu szybciej.

Laser, dodajmy, ma dwie ważne własności, które okażą się decydować o możliwości wykonania eksperymentu Macha-Zehndera. Po pierwsze, powstaje w nim światło o jednej tylko częstotliwości, w przeciwieństwie choćby do Słońca, w którego świetle obecne są składowe odpowiadające wszystkim widzialnym przez ludzkie oko barwom. Po drugie, światło lasera jest całkowicie uporządkowane ze względu na swoją fazę: w danym punkcie przestrzeni jest ono w całości w jednej i tej samej fazie. Można więc wskazać na przykład konkretną odległość od lasera, przy której wszystkie składające się na jego światło „strzałki” będą wskazywać, przykładowo, w górę. O takiej wiązce mówimy, że jest spójna. Również i to jest raczej sytuacją wyjątkową – niemal wszystkie otaczające nas źró-

dła światła, od Słońca po żarówki i świetlówki, emitują światło niespójne, tzn. w dowolnym punkcie przestrzeni można napotkać na składowe tego światła znajdujące się akurat w najróżniejszej fazie.

Wróćmy może jednak do naszego doświadczenia. Jak pamiętamy, skrzyżowanie się obu wiązek w drugim lustrze półprzepuszczalnym (P_2) miało ogromny wpływ na zachowanie światła i tym samym na ostateczny wynik eksperymentu. Obu ścieżek nie można po prostu rozłożyć w czasie i wykonywać niezależnie – aby poprawnie zinterpretować wynik eksperymentu, musimy zrozumieć, jak dwie wiązki światła wpływają na siebie, gdy zostaną połączone.

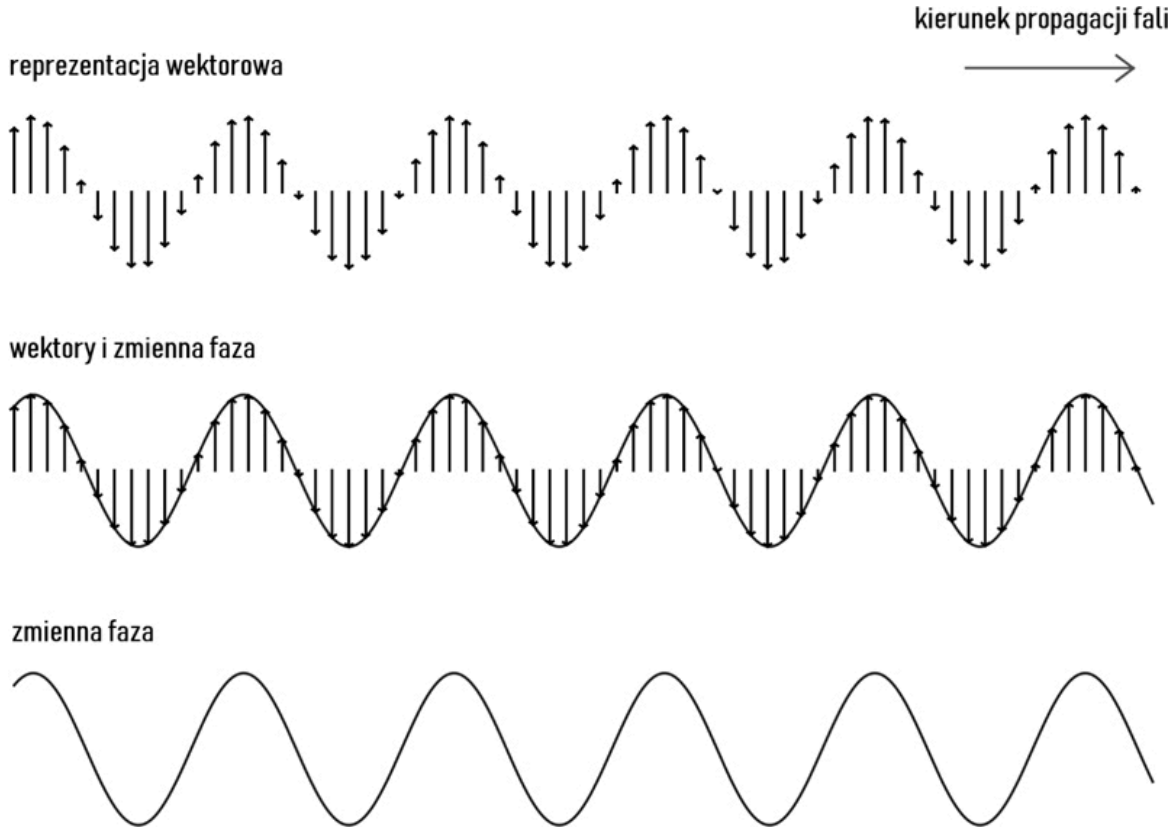
Odpowiedź na to pytanie wiąże się ze szczególną własnością pola elektromagnetycznego, którą nazywa się zasadą superpozycji. Słowo superpozycja brzmi dziwacznie, ale kryje się za nim bardzo prosta idea, którą najlepiej zrozumieć na przykładzie.

Załóżmy, że w Lublinie i Poznaniu wytworzono niezależnie dwie fale elektromagnetyczne – na przykład radiowe. Spotykają się one w połowie drogi (gdzieś niedaleko Brzezin pod Łodzią) i zaczynają się na siebie nakładać. Zasada superpozycji głosi, że nowa fala, która powstanie z nałożenia fal pierwotnych, jest po prostu sumą tej z Poznania i tej z Lublina. Pamiętajmy jednak, że pole elektromagnetyczne ma nie tylko intensywność (czyli długość naszej strzałki), ale również i kierunek (czyli jej zorientowanie w przestrzeni). Jeśli więc w danym miejscu strzałka jednej fali jest skierowana do góry, a drugiej w dół, a obie mają akurat dokładnie tę samą długość, to w myśl zasady superpozycji dochodzi do wzajemnego unicestwienia się tych pól. Można sobie wyobrazić, że jeśli w pewnym punkcie jedno pole ciągnie do góry[6], a drugie pole z dokładnie taką samą siłą w dół, to działania te wzajemnie się znoszą, a nowe pole posiada w tym miejscu zerową wartość.

Zobaczmy teraz, co to oznacza dla naszych wiązek laserowych.

Po przejściu przez płytkę P_2 dwie wiązki nakładają się na siebie równolegle – zlewają się całkowicie ze sobą tak, że ostatecznie przestają być odróżnialne i tworzą pojedynczą wiązkę wypadkową. Zasada superpozycji głosi, że nowa wiązka jest po prostu sumą pierwotnych fal świetlnych. Nie oznacza to jednak, że w każdym punkcie intensywność wzrośnie dwukrotnie, ponieważ w tym procesie dodawania ogromną rolę odgrywa właśnie faza jednej i drugiej wiązki.

Prześledzimy dwa najbardziej skrajne przypadki. Pierwszy z nich dotyczy sytuacji, kiedy fazy naszych fal świetlnych są dokładnie takie same w każdym punkcie przestrzeni. Oznacza to, że jeśli w danym miejscu pole pierwszej wiązki „ciągnie do góry", to pole drugiej wiązki ciągnie dokładnie tak samo i w tym samym kierunku. Rzeczywiście, w tym przypadku dodanie do siebie obu fal powoduje dwukrotne wzmocnienie jej intensywności. Mówimy, że fale spotkały się i nałożyły ze sobą dokładnie w fazie: „górka spotkała się z górką, a dolinka z dolinką". Druga skrajność nazywana jest natomiast nałożeniem się fal przeciwnie w fazie, co oznacza sytuację dokładnie odwrotną. Do sytuacji takiej można dotrzeć, wychodząc od przypadku całkowitej zgodności fazowej, a następnie przesuwając jedną z wiązek w prawo lub lewo. W takim przypadku fale przestaną się już idealnie nakładać, wypadną z fazy i kiedy jedna z nich będzie wciąż z pełną siłą „ciągnąć do góry", druga coraz słabiej. Przesuwając wiązkę jeszcze bardziej, w końcu dojdziemy do sytuacji, w której wektor jednej fali będzie skierowany do góry, a drugiej w dół. Przypadek ten jest nakładaniem się fal o dokładnie przeciwnych fazach, co ostatecznie prowadzi do wygaszenia całej wiązki!



Rys. 12. Interferencja fal.

Światło dodane do drugiego światła może więc wytworzyć ciemność! Widzimy więc, że zasada superpozycji i faza fal świetlnych prowadzi do bardzo ciekawych zjawisk. Łączenie wiązek laserowych może skutkować wzajemnym wzmocnieniem lub wygaszeniem – w zależności od tego, jakie były fazy poszczególnych wiązek. Dodajmy, że proces nakładania się fal elektromagnetycznych inaczej nazywa się interferencją. Interferencja może być konstruktywna – jeśli wiązki się wzmacniają, lub destruktywna – jeśli się wygaszają.

I.3. Wytłumaczenie klasycznego eksperymentu Macha-Zehndera

Poprzedni rozdział dostarczył nam bardzo dużo nowych informacji na temat światła. Zgodnie z teorią elektromagnetyzmu, rozważana przez nas wiązka laserowa jest falą elektromagnetyczną, a więc poruszającym się w przestrzeni zmiennym polem elektrycznym i magnetycznym. Czas przejść do rzeczy – uzbrojeni w nową wiedzę chcielibyśmy poprawnie zinterpretować wyniki, jakie otrzymaliśmy w rozdziale I.2.

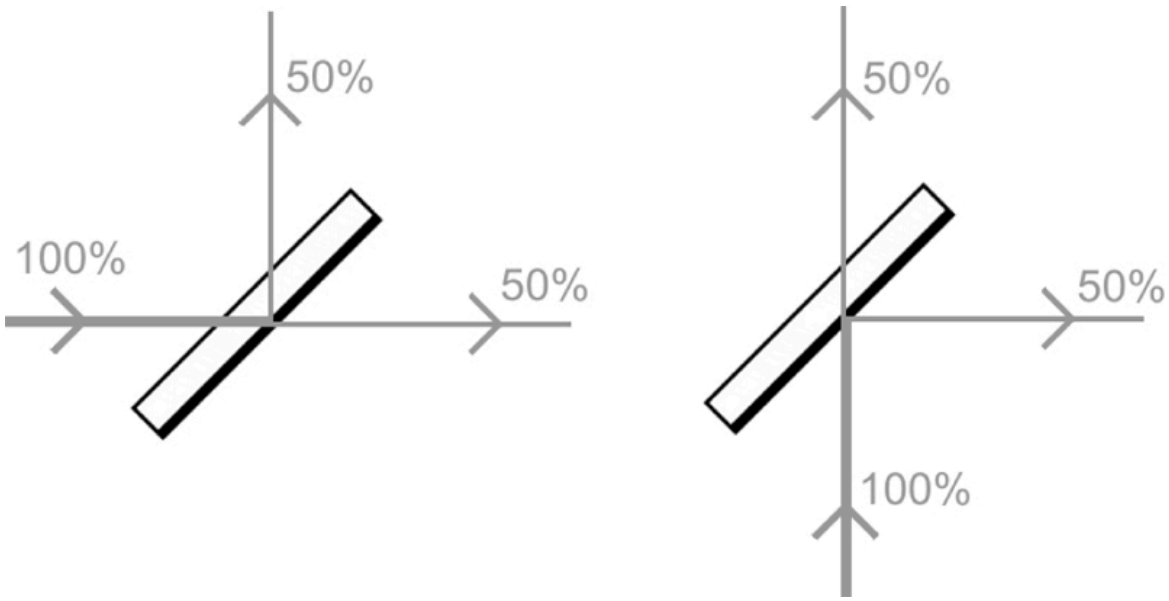
Być może już teraz łatwo się domyślić, że to w wyniku wzajemnej interferencji wiązki górnej i dolnej jeden z detektorów nie rejestruje nic, a drugi 100% intensywności. I rzeczywiście, właśnie w taki sposób eksperyment ten jest tłumaczony w ujęciu teorii elektromagnetyzmu. Wcześniejsze błędne wyniki były spowodowane nieuwzględnieniem przez nas wzajemnej interferencji fal: interesowaliśmy się tylko intensywnością i wyłącznie za jej pomocą charakteryzowaliśmy wiązki laserowe. Teraz czas dodać do siebie również i ich fazy.

Biorąc pod uwagę to, co wyjaśniliśmy przed chwilą, mamy prawo przypuszczać, że na ścieżce od płytki P_2 do detektora D_1 obie wiązki nakładają się ze sobą w fazie, co prowadzi do wzmocnienia sygnału, natomiast na drodze do detektora D_2 fazy są przeciwne i intensywność jest wygaszona. Dlaczego jednak fazy w jednym ramieniu mają być zgodne, a w drugim przeciwne? Odpowiedź na to pytanie tkwi w oddziaływaniu światła przy przejściu przez lustro półprzepuszczalne.

Zwróćmy uwagę, że wykonując nasz eksperyment, zaobserwowaliśmy wyłącznie to, że zwykłe lustro wpływa tylko na kierunek wiązki, ale nie na jej intensywność, zaś lustro półprzepuszczalne dzieli ją na pół. Ponownie więc ograniczyliśmy się tylko do badania intensywności. Nie wiemy jednak jeszcze, w jaki sposób sprzęty te wpływają na fazę poszczególnych wiązek!

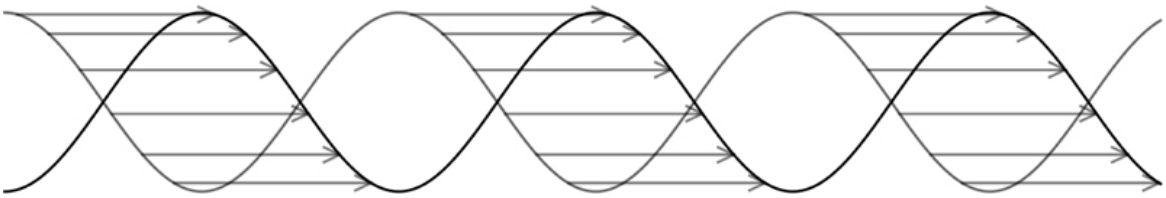
Najczęściej stosowane w praktyce lustro to po prostu kawałek przeźroczystego dla światła szkła, na które z jednej strony została napylona cieniutka warstwa dielektryka (czyli materiału, który nie przewodzi prądu). Grubość tej warstwy determinuje, ile światła będzie się odbijać, a ile będzie przepuszczone dalej. Gdy warstwa ta jest odpowiednio gruba, światło w ogóle nie może się przez nią przedostać i zostaje całkowicie odbite – mamy więc do czynienia ze zwykłym lustrem. W przypadku lustra półprzepuszczalnego, zwanego też przez optyków, jak pamiętamy, „płytką światłodzielącą", warstwa ta została napylona tak, aby intensywność była rozdzielona dokładnie po połowie. Ponieważ to właśnie zachowanie się płytki światłodzielącej ma kluczowe znaczenie dla eksperymentu Macha-Zehndera, przyjrzyjmy mu się bliżej. Okazuje się, że mamy do czynienia aż z czterema różnymi przypadkami oddziaływania wiązki światła z taką płytką.

Zacznijmy od kwestii intensywności. Są dwie możliwości: albo światło pada od strony szklanej, albo od strony napylonego dielektryka. W pierwszym przypadku światło najpierw przedostaje się do części szklanej, po czym 50% odbija się od dielektryka, a 50% zostaje przepuszczone na jej drugą stronę. W drugim przypadku wiązka dociera od strony napylonej, gdzie jej 50% odbija się, a 50% przechodzi do części szklanej, aby ostatecznie opuścić lustro bez zmiany kierunku:



Rys. 13. Podział intensywności światła w płytce światłodzielącej.

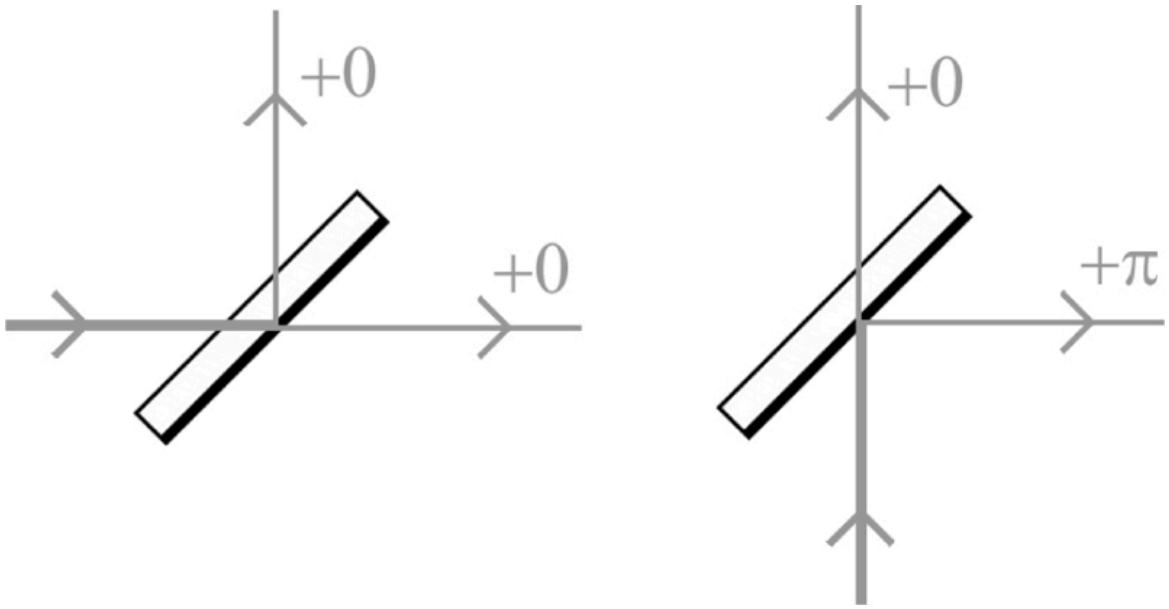
Przejdźmy teraz do kwestii fazy. O ile przejście „na wylot” przez jakiś ośrodek bez zmiany kierunku nie wpływa na nią, to odbicie na granicy pomiędzy dwoma materiałami prowadzi czasem do przesunięcia w fazie o wartość odpowiadającą połowie „pełnego cyklu”. Oznacza to, że w miejscu odbicia „strzałka” światła skierowana maksymalnie do góry zamienia się na „strzałkę” skierowaną w dół i odwrotnie. Ze względów matematycznych, o których nie musimy szczęśliwie mówić teraz więcej, „pełen cykl” reprezentowany jest przez wartość 2π (dwa razy pi), przez co przesunięcie związane z odbiciem oznaczać będziemy jako „π”. Dodajmy, że ponieważ 2π oznacza pełen cykl, a więc powrót do stanu wyjściowego, to dwukrotne przesunięcie w fazie o π, czyli dwa razy π, jest równoznaczne zerowemu przesunięciu. W optyce dwa razy pi równa się zero: 2π = 0!



Rys. 14. Przesunięcie fazowe.

Co jednak kryje za sobą wymijające słowo „czasem”? Jeśli chcemy się dowiedzieć, czy przy danym odbiciu dojdzie do przesunięcia w fazie, musimy dowiedzieć się nieco o dwóch materiałach, na granicy których światło zostaje odbite. Mówiąc konkretniej, decyduje o tym tak zwany współczynnik załamania. Jest to stała opisująca dany materiał, oznaczana małą literą *n*, wynosząca dokładnie 1 dla próżni, ok. 1,0003 dla powietrza, ok. 1,2 dla użytego przez nas materiału dielektrycznego i ok. 1,5 dla szkła. Okazuje się, że do przesunięcia w fazie dochodzi tylko wtedy, gdy światło wędruje w materiale o niższym współczynniku załamania niż materiał, od którego się odbija.

W przypadku lustra półprzepuszczalnego oznacza to, że dwie sytuacje, gdy może dojść do odbicia, wiążą się z zupełnie różnymi konsekwencjami. W przypadku pierwszym, gdy światło odbija się od warstwy dielektrycznej, wędrując w szkle, natrafia na materiał o niższym *n*. Przesunięcia w fazie nie będzie. W przypadku drugim światło natrafia od razu na warstwę dielektryczną, wędrując w powietrzu – odbija się więc od granicy z materiałem o wyższym *n*. Przesunięcie w fazie wystąpi. Ostatecznie uzyskujemy więc następujące przesunięcia fazowe dla wszystkich czterech ewentualności:



Rys. 15. Przesunięcia fazowe w płytce światłodzielącej.

Choć zasady te mogą się wydać zawiłe, to skutki ich są względnie proste: faza zmienia się na przeciwną tylko wtedy, kiedy fala ulega odbiciu od strony napylonej warstwy, a w innym przypadku pozostaje niezmieniona.

Pozostała nam jeszcze jedna rzecz do przedyskutowania. Do tej pory w szczegółach przeanalizowaliśmy, jak faza wiązki laserowej zmienia się przechodząc przez lustro półprzepuszczalne. W tym przypadku wspomniane wcześniej „przesunięcie o π” jest swego rodzaju nieciągłym skokiem w „falowaniu” pola. Musimy sobie jednak również uświadomić, że pole elektromagnetyczne „faluje” cały czas w miarę jak przemieszcza się w przestrzeni. Tym samym również podczas propagacji w przestrzeni faza ulega ciągłej zmianie. Analizując eksperyment Macha-Zehndera musimy zatem uwzględnić nie tylko zmianę fazy przy odbiciu przez lustra, ale również zmianę fazy związaną z drogą, jaką pokonała wiązka laserowa. Technicznie droga ta określana jest mianem drogi optycznej.

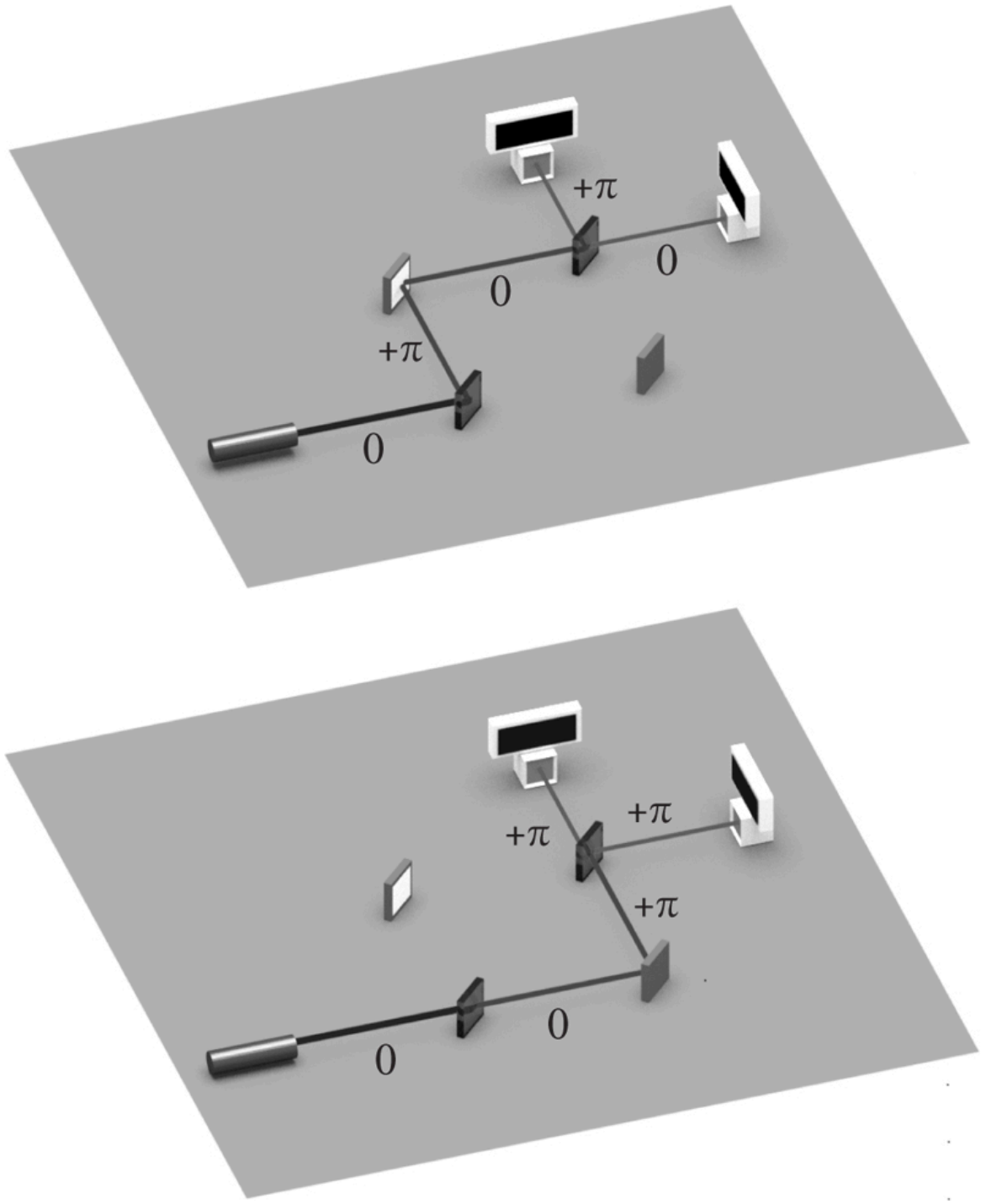
Rzeczywiście rozważając w ogólności eksperymenty interferencyjne, tj. doświadczenie Macha-Zehndera powinniśmy dodatkowo kłopotać się również długością drogi optycznej przy przejściu przez górne i dolne ramię interferometru, aby określić odpowiednie różnice w fazie z nimi związane. W przytoczonej jednak przez nas szczególnej wersji eksperymentu umyślnie założyliśmy, że obie drogi optyczne są dokładnie takie same, co nie oznacza nic innego jak to, że droga górna i dolna ma dokładnie tę samą długość. Nie ma tutaj więc żadnej dodatkowej różnicy faz wynikającej z różnych dróg optycznych i tym samym wynik doświadczenia da się w pełni wytłumaczyć, odwołując się tylko do zmiany fazy wynikającej z przejścia lub odbicia od odpowiednich luster półprzepuszczalnych.

Wróćmy zatem do eksperymentu, który możemy w końcu w pełni opisać na podstawie zasady superpozycji, fazy oraz intensywności światła. Rozpocznijmy jeszcze raz od źródła światła, czyli użytego w doświadczeniu lasera, który – o czym teraz wiemy – został specjalnie przez nas wybrany tak, aby jego wiązka składała się w całości z promieni o tej samej częstotliwości i tej samej fazie. Ta uporządkowana, spójna wiązka dociera najpierw do lustra półprzepuszczalnego P_1, które sprawia, że połowa intensywności ulega odbiciu (droga górna), a druga część jest przepuszczana dalej (droga dolna). Ustalmy – co ma teraz kluczowe znaczenie – że obydwa lustra półprzepuszczalne mają swoją warstwę dielektryczną po lewej stronie. Wiązka dociera więc do płytki P_1 od strony dielektrycznej i jej część odbita („górna”) musi tym samym ulec przesunięciu w fazie o π. W przeciwieństwie do tego, wiązka dolna, która przebiega prosto przez płytkę P_1, nie ulega żadnej zmianie w swoim falowaniu.

W kolejnym kroku zarówno światło poruszające się drogą górną, jak i dolną, odbija się od zwierciadła. Tym razem jest to normalne lustro, które powoduje całkowite odbicie się padających

wiązek. Również i w tym przypadku dochodzi do przesunięcia w fazie. Dotyczy ono obu fal świetlnych – wiązka górna, przesunięta dotychczas o π, zostaje raz jeszcze przesunięta o tyleż samo, wracając do stanu początkowego, który możemy określić jako „0". Wiązka dolna dopiero teraz staje się przesunięta o π.

Ostatni element to drugie lustro półprzepuszczalne (P_2). To właśnie w tym miejscu wiązki krzyżują się i po wyjściu będą nakładać się na siebie. W przypadku wiązki górnej fala ponownie dociera do napylonej dielektrykiem powierzchni lustra półprzepuszczalnego (P_2), które połowę intensywności odbija („w górę", ku detektorowi D_1) i przesuwa w fazie, a drugą połowę przepuszcza na wprost („w prawo", ku detektorowi D_2) bez żadnej zmiany fazy. W przypadku wiązki dolnej sytuacja rysuje się nieco prościej, ponieważ tym razem światło dociera do lustra półprzepuszczalnego P_2 od strony szklanej, co zgodnie z tym, co wyjaśniliśmy wyżej, w ogóle nie zmienia fazy, zarówno przy odbiciu (wiązka wędrująca „w prawo"), jak i przejściu na wprost lustra („w górę"). Podsumujmy to najpierw graficznie:



Rys. 16. Przesunięcia fazowe w eksperymencie Macha-Zehndera.

Wygodnie jest ujrzeć te same dane w postaci tabelki, w której odnotujemy również intensywność wiązek i to, na co od początku czekaliśmy, czyli ostateczny wynik nakładania się fal. Zgodnie

z tym, co wyjaśniliśmy wyżej, dwie wiązki, które są w tej samej fazie (a więc, przykładowo, 0 i 0, albo π i π, będą się nawzajem wzmacniać: górki będą sumowały się z górkami, a dolinki z dolinkami (zobacz Rys. 12). Wiązki o przeciwnej fazie, a więc 0 i π, będą się zaś „kasować". W przypadku eksperymentu Macha-Zehndera prowadzi to do spektakularnego zaniknięcia jednej z dwóch ścieżek:

Droga > Detektor V	górna	dolna	Superpozycja
D_1	25% w fazie π	25% w fazie 0	0% (interferencja destruktywna)
D_2	25% w stanie π	25% w stanie π	100% (interferencja konstruktywna)

Uzyskany przez nas wcześniej wynik doświadczenia teraz zaczyna mieć – miejmy nadzieję – sens na płaszczyźnie czysto teoretycznej. To wynik „prostego" dodawania i odejmowania wkładu pochodzącego od różnych wiązek, zależnie od tego, w jakiej są one fazie[7].

Mając do dyspozycji poprawną teorię, można by teraz spróbować dokonać kilku przewidywań. Na przykład, co by się stało, gdyby pierwsze lustro półprzepuszczalne obrócić, tak że napylona warstwa dielektryka znajdowałaby się po drugiej stronie? A co, gdyby zrobić tak z drugim lustrem, lub dwoma naraz? To niesamowite odkryć poprawną teorię, a następnie na jej podstawie czynić przewidywania w taki sposób, że jeszcze przed wykonaniem jakiegokolwiek eksperymentu znamy jego wynik – warto poświęcić chwilę na „przeliczenie" sobie tych przypadków, już choćby po to, aby nieco zaprzyjaźnić się z klasyczną teorią elektromagnetyzmu, która wyjaśnia nam tak wiele aspektów otaczającego nas świata. Tym bardziej, że za chwilę przyjdzie nam zbadać granice tej teorii i przekonamy się, że te wszystkie zabawy z fazą i interferencją to

tak naprawdę tylko pierwszy, nieśmiały krok w rzeczywistość, która jest dziwniejsza, niż byśmy byli to sobie w stanie wyobrazić.

II. Świat kwantowy

Marcin Łobejko

Nadszedł czas na zanurzenie się w prawdziwie kwantową rzeczywistość. Trochę trwało to przygotowanie przed właściwym skokiem na głęboką wodę zjawisk z mikroświata, ale zobaczymy, że wszystko to, czego nauczyliśmy się do tej pory, przyda nam się w świecie kwantowym. Rzeczywiście, patrząc historycznie, to, czego fizycy nauczyli się w XIX wieku na podstawie teorii elektromagnetyzmu, stało się w XX w. fundamentem do sformułowania teorii kwantowej. Można śmiało powiedzieć, że najtrudniejsze rzeczy do zrozumienia już są za nami, teraz pójdzie tylko z górki.

Kwantowe efekty czekają na nas w dobrze już nam znanym eksperymencie Macha-Zehndera. Do tej pory wszystkie przewidywania elektromagnetyzmu pozostawały w zgodzie z obserwacjami i danymi doświadczalnymi. Zadajmy może jednak niewinne na pozór pytanie: co by się stało, gdybyśmy zaczęli obniżać intensywność początkowej wiązki laserowej? I czy możemy tak obniżać tę intensywność w nieskończoność?

II.1. Kwantowy eksperyment Macha-Zehndera

Wykonajmy więc zwykły, klasyczny eksperyment Macha-Zehndera, stopniowo zmniejszając jednak intensywność wiązki. Efekt jest raczej spodziewany – po prostu odnotowana wartość zaczyna spadać na detektorze od 100% do 0%. Matryca CCD jest jednak na tyle czuła, że wychwytuje z tego prostego eksperymentu coś jeszcze. Kiedy intensywność zaczyna zbliżać się do zera, jej kolejne zmiany zaczynają wydawać coraz bardziej skokowe, jak gdybyśmy nie byli w stanie „wycelować" w pewną wartość, nawet najbardziej delikatnie manewrując pokrętłem. W szczególności okazuje się, że bez względu na to, jakiego byśmy użyli sprzętu, zarówno dla generowania światła, jak i kontroli jego intensywności, pojawia się pewna minimalna „porcja intensywności" i w żaden sposób nie da się uzyskać mniej intensywnego światła. Albo panuje całkowita ciemność, albo uzyskujemy światło o owej minimalnej intensywności lub jej wielokrotność. Warto zwrócić uwagę, jak mała jest to porcja, a tym samym jak bardzo czuła jest matryca CCD, bowiem ta minimalna wartość wynosi ok. 0,001% intensywności wiązki początkowej![8] Światło wydaje się pojawiać w niepodzielnych porcjach, a matryca CCD jest w stanie podać również pozycję, w której doszło do jej punktowego wzbudzenia. Na ekranie komputera oprogramowanie wyświetla to potem jako punkcik. Oznacza to, że w tym i tylko w tym miejscu matrycy doszło do wzbudzenia polem elektromagnetycznym.

Wyniki eksperymentu świadczą więc, że światło może być przekazywane tylko w skokowych, czyli mówiąc językiem matematyki, „dyskretnych" porcjach. O takich wielkościach mówi się, że są „skwantowane", a w tym przypadku wielkością tą jest energia.

Eksperyment ujawnił, że energia nie może zostać przekazana o mniej niż pewną wartość graniczną, którą nazywamy pojedynczym kwantem. Innymi słowy oznacza to, że albo bierzesz cały kwant, albo nic. Doskonałej analogii dostarczają pieniądze: wyobraźmy sobie, że z jakiegoś źródła wypływa „strumień pieniędzy", a my sami jesteśmy ich odbiorcami, stale odbierając jednakową „intensywność" tego strumienia pieniędzy, wynoszącą, przykładowo – bo kto nam zabroni marzyć? – 100 złotych na sekundę. Dla potrzeb tej metafory wyobraźmy sobie ponadto, że stoimy przy potężnej skarbonce, przypominającej raczej wannę, do której wpadają z góry przez spory otwór monety.

Jeśli strumień ten będzie do mnie trafiał w postaci drobnych monet, rzeczywiście będę miał wrażenie obcowania z ciągłym strumieniem, przypominającym rzekę monet, a towarzyszący temu dźwięk będzie jednolitym, głośnym łoskotem. Jeśli jednak zacznę powoli „przykręcać" ten strumień, w pewnym momencie dojdę do wartości, powiedzmy, 10 groszy na sekundę. Nawet najsilniej rozdrobniony strumień o takiej intensywności miałby postać dziesięciu jednogroszówek wpadających co jedną dziesiątą sekundy. Dla ludzkiego ucha są to już odrębne stuknięcia. Dalsze zmniejszanie strumienia sprawi już tylko, że jednogroszówki wpadać będą coraz rzadziej – raz na sekundę czy wręcz raz na minutę. Choćby więc wyłazić ze skóry, strumienia pieniędzy o intensywności 1 grosza na sekundę nie da się już więc doprowadzić do postaci ciągłej. Jest tak, ponieważ pieniądze są skwantowane – istnieje najmniejsza ich jednostka, której nie da się już bardziej podzielić.

Zanim wrócimy do kwantowej wersji eksperymentu Macha-Zehndera, pociągnijmy jeszcze przez chwilkę metaforę pieniężną, ponieważ pozwoli nam ona wyjaśnić jeszcze jedną ciekawą własność świata kwantowego. Jak wiadomo, na świecie istnieją różne waluty. Stosowana w Mjanmie (zwanej też Birmą) moneta o war-

tości 1 kiata odpowiada w chwili powstawania tej książki mniej więcej 0,25 grosza. Przy odrobinie upartości można by więc zamienić strumień o intensywności 1 gr/s do postaci czterech monet 1-kiatowych wpadających co sekundę – to jednak nie zmienia zasadniczej idei, że również i kiaty są skwantowane. Gdy więc mowa o kwantach, lepiej jest nie myśleć o wielokrotnościach pewnego rodzaju fundamentalnej, uniwersalnej, bardzo małej jednostki, a raczej o samym fakcie, że bez względu na to, czy mówimy o strumieniu atomów, elektronów, neutrin czy światła, i bez względu na przyjętą jednostkę, przy zmniejszaniu intensywności ciągłego na pozór strumienia w pewnym momencie zaczniemy słyszeć pojedyncze „pyknięcia" odpowiadające odrębnym porcjom tegoż strumienia: kwantom.

Wróćmy już do naszego eksperymentu. Dzięki matrycy CCD wiemy nie tylko, że promieniowanie emitowane jest w postaci pojedynczych porcji, ale dodatkowo, że ten przekaz energii odbywa się również w sposób lokalny – wspomniany „punkcik" objawia się w konkretnym miejscu matrycy. Energia więc nie jest wymieniana na całej powierzchni, lecz punktowo, a detektor, zamiast wyświetlać jakąś liczbę z przedziału 0–100%, informuje nas teraz tylko „NIE" lub „TAK", podając ewentualnie, w którym punkcie nastąpiła detekcja.

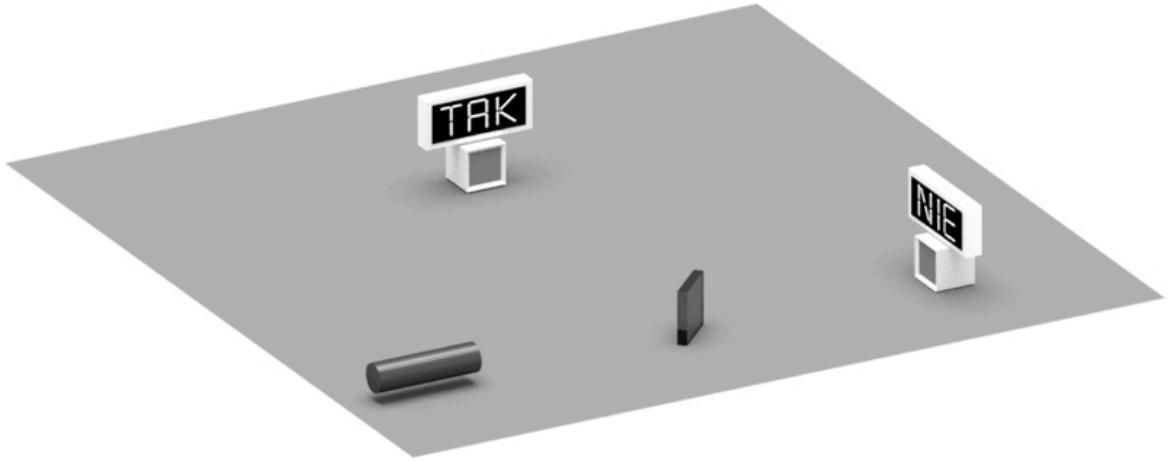
Wszystkie te obserwacje prowadzą nas do obrazu cząstki, czyli materii skupionej w większej lub mniejszej „kulce". Cząstka taka powinna być dodatkowo niepodzielna, co miałoby tłumaczyć obserwowany kwantowy skok w mierzonej intensywności: cząstka albo jest, albo jej nie ma, i nie ma żadnego stanu pośredniego. Kwant energii rzeczywiście ujawnia się jako „punkcik" w konkretnym miejscu matrycy CCD, interpretacja cząsteczkowa (lub inaczej: korpuskularna) jest więc jak najbardziej przemawiająca w opisie tych eksperymentów.

Problem polega na tym, że teoria elektromagnetyzmu tego w ogóle nie przewiduje! Nie dostarcza żadnego obrazu światła jako cząstki, ani nie stawia żadnych ograniczeń na najmniejszą porcję energii, jaką może posiadać. Pojawiają się tu więc jak gdyby dwa poglądy na naturę światła. Elektromagnetyzm dostarcza interpretacji światła jako pola elektromagnetycznego; eksperyment z detekcją wiązki laserowej o bardzo małej intensywności przemawia zaś za interpretacją cząsteczkową. Może na pozór wydawać się, że nie ma to znaczenia; przecież dopóki eksperyment jest zgodny z teorią, to interpretacja pola i cząsteczki nie wykluczają się wzajemnie.

Jeśli pomyślimy jednak o eksperymencie Macha-Zehndera, to czy jego wynik jest obojętny na te nowo odkryte „kwantowe efekty”? W eksperymencie tym posługujemy się przecież lustrem półprzepuszczalnym, które ma odbijać 50% intensywności i drugie 50% przepuszczać dalej, ale jeśli światło jest rzeczywiście skwantowane i jego cząstek nie można podzielić na pół, to jak właściwie w tym przypadku ma to lustro działać? Jeśli zakładamy, że kwant światła nie może być podzielony, to tym samym musi być czasami odbijany, a czasami przepuszczany. Zauważmy, że jest to przewidywanie, które można sprawdzić doświadczalnie. Jeśli bowiem kwantu światła nie można podzielić na pół, to ustawienie detektorów na dwóch drogach – tej odbitej i nieodbitej – powinno wykryć dany kwant energii (lub intensywności) tylko na jednej z nich. Przecież jeśli do lustra półprzepuszczalnego dolatuje tylko jeden kwant, to musi z niego wylecieć też tylko jeden kwant – w myśl zasady, że kwantu nie da się podzielić.

Aby się przekonać, czy jest tak rzeczywiście, wracamy do jednego z najprostszych układów eksperymentalnych, z którymi mieliśmy wcześniej do czynienia – teraz na stole znajduje się wyłącznie laser, płytka światłodzieląca i dwa detektory. Laser wytwarza tym razem wiązkę o średniej intensywności 0,001%, co oznacza

tak naprawdę, że nasze detektory od czasu do czasu rejestrują pojedynczą detekcję, wyświetlając słowo „TAK”, równocześnie informując nas słowem „NIE” o braku detekcji.



Rys. 17. Płytka światłodzieląca i dwa detektory oraz źródło pojedynczych fotonów.

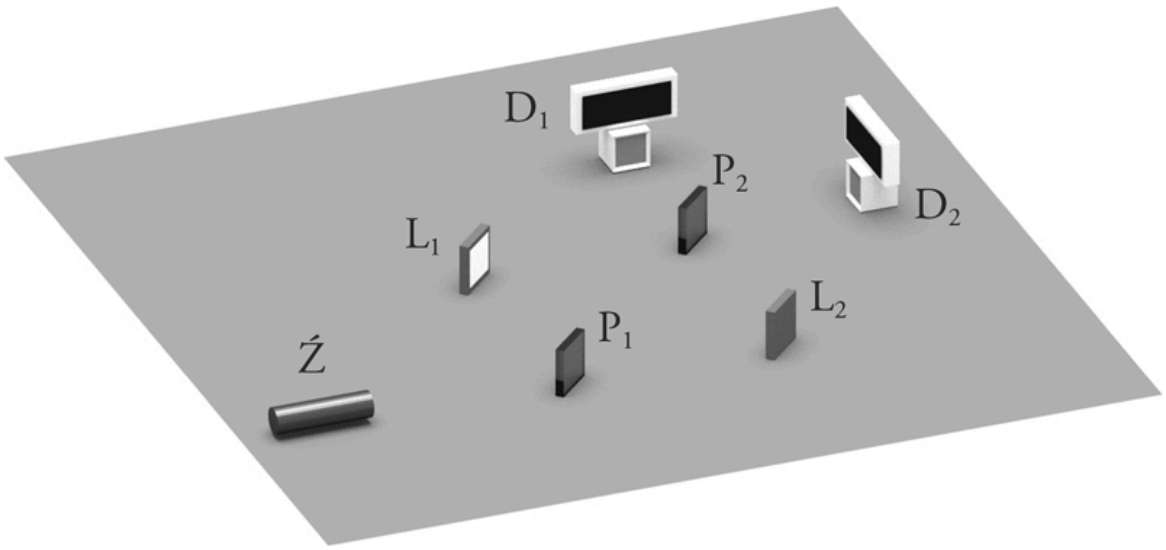
Chcemy teraz sprawdzić, czy taki foton może się podzielić, czy nie. Jeśli rzeczywiście jest niepodzielny (tak jak przypuszczamy), to zawsze kiedy w jednym detektorze (np. D_1) padnie odpowiedź TAK, to w detektorze drugim (D_2) powinniśmy zarejestrować odpowiedź NIE. Innymi słowy oznacza to wykluczanie rejestracji pojedynczego fotonu w jednym i drugim detektorze. Jeśli nasze przewidywania są błędne i foton jednak może się podzielić (przy przejściu przez lustro półprzepuszczalne), to czasem powinniśmy zarejestrować odpowiedź TAK zarówno w jednym, jak i drugim detektorze. Sprawdźmy, jak jest w rzeczywistości. Do lustra półprzepuszczalnego dociera odfiltrowana pojedyncza porcja światła (nasz foton) i w dalszej części sprawdzamy odczyt w detektorze D_1 i D_2.

D_1: TAK TAK NIE TAK NIE NIE

D_2: NIE NIE TAK NIE TAK TAK

Okazuje się, że rzeczywiście kwant jest zawsze rejestrowany albo w D_1, albo w D_2. Wynik przemawia za naturą kwantową (cząsteczkową). Sytuacja jest o tyle ciekawa, że w takim razie przed kwantem stoi wybór, którą drogę ma wybrać – odbić się, czy przejść na wprost? Jeśli przyjrzeć się temu bliżej, okazuje się, że dzieje się to w sposób całkowicie losowy i żadne warunki eksperymentalne do tej pory nie były w stanie sprawić, aby fotony pozbyły się tej losowości. Nie wiemy też, skąd się ona bierze.

Wszystko wydaje się świadczyć na rzecz teorii cząsteczkowej. Światło nie tylko jest emitowane i absorbowane w kwantach energii, które ujawniają się w sposób punktowy (i dlatego lokalny) w detektorze, ale również lustro półprzepuszczalne może wyłącznie odbić je albo przepuścić. Najwyższy czas wrócić do eksperymentu Macha-Zehndera. Zanim uruchomimy aparaturę, zastanówmy się, jakiego wyniku powinniśmy się spodziewać, biorąc pod uwagę nasze intuicje związane z cząsteczkowym obrazem świata. Przypomnijmy może plan tego eksperymentu:

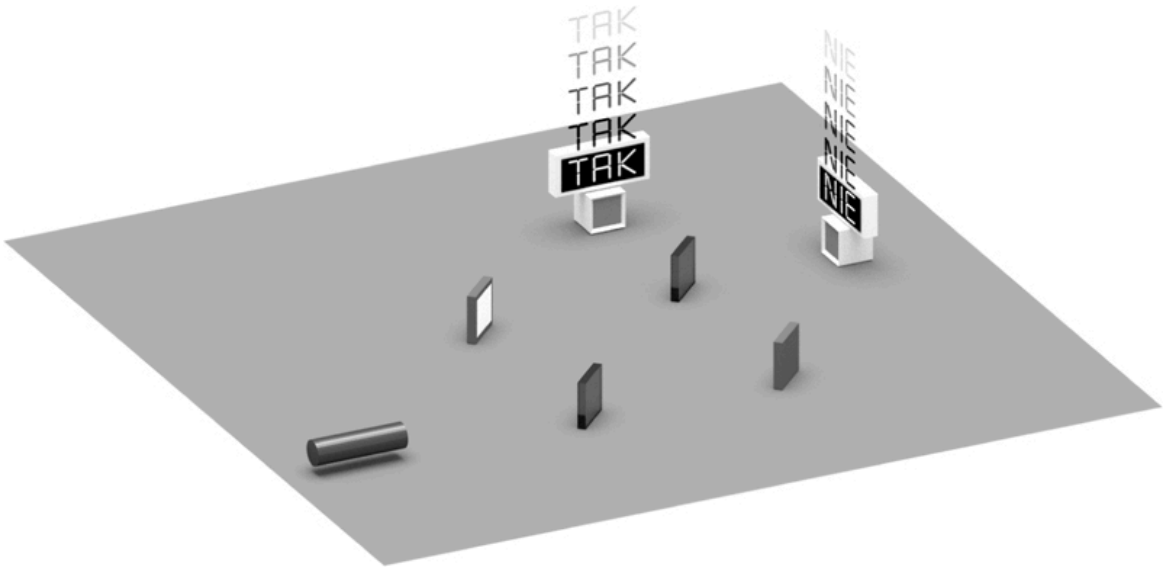


Rys. 18. Kwantowy eksperyment Macha-Zehndera: przygotowanie.

Po trafieniu na jedną z dwóch dróg – „górną”, czyli prowadzącą przez lustro L_1, lub „dolną”, czyli prowadzącą przez lustro L_2 – fo-

ton trafia następnie na drugie lustro półprzepuszczalne P_2, w którym odbija się lub przechodzi dalej, po czym trafia do detektora D_1 lub D_2. Szczególnie ważne jest to, że skoro przez układ przelatuje w danym momencie tylko jeden foton, nie ma mowy o żadnym nakładaniu się wiązek, nie powinno więc być efektów interferencyjnych! Eksperyment Macha-Zehndera jest w istocie idealnie stworzony do tego, aby w pełni potwierdzić naturę cząsteczkową. Jeśli bowiem dla pojedynczych kwantów światła (fotonów) znikną również efekty interferencyjne, to będzie to kolejne przewidywanie zgodne z teorią cząsteczkową. Efekty interferencyjne wynikały bowiem z nakładania się oddzielnych wiązek – pochodzących odpowiednio z drogi dolnej i górnej. Pokazaliśmy jednak wcześniejszym eksperymentem, że foton porusza się albo drogą dolną, albo górną, tym samym nie powinno być żadnego wzmacniania i wygaszania. Fotony z wiązki górnej, których jest około 50%, dalej statystycznie rozdzielą się na 25% fotonów, które trafią do detektora D_1, i 25%, które trafią do detektora D_2. To samo można powiedzieć o tych fotonach, które w pierwszym podzieleniu podążały drogą dolną. Ostatecznie oba detektory powinny zawierać po 50% wszystkich fotonów.

Czas sprawdzić jak jest w rzeczywistości. Mamy już wszystko gotowe z poprzedniego eksperymentu, wystarczy obniżyć początkową intensywność. Włączamy i....



Rys. 19. Kwantowy eksperyment Macha-Zehndera: wynik eksperymentalny.

...z każdą kolejną próbą detektor D_1 wyświetla „TAK”, a detektor D_2 „NIE”. Nie jest to wynik, którego się spodziewaliśmy, sprawdzamy więc cały sprzęt, eliminując kolejno wszelkie możliwe źródła zakłóceń, testujemy wszystkie komponenty... bez zmian. Im lepiej przeprowadzony eksperyment, tym pewniej uzyskujemy wciąż ten sam rezultat: 100% detekcji w detektorze D_1, 0% detekcji w D_2. Oto i kwantowy eksperyment Macha-Zehndera w pełnej krasie – ten sam, który stanowi tak wielkie wyzwanie dla świata fizyki, a dla nas będzie punktem wejścia w świat kwantowy. Z jednej strony interferencja, a więc zjawisko bezpiecznie zakorzenione w klasycznej teorii falowej Maxwella, a z drugiej cząsteczki światła – coś, czego elektromagnetyzm nie przewiduje i co kłóci się z samą ideą interferencji.

O ile wszystkie eksperymenty, które przeprowadzaliśmy dotychczas, dały się całkowicie pogodzić z klasyczną wizją świata, tym razem musimy ją na dobre opuścić. W szczególności trzeba będzie w jakiś sposób „rozmontować” klasyczną teorię elektromagnetyzmu Maxwella, aby zachować z niej to, co wydaje się działać – interferencję – ale odsunąć na bok przewidywanie, że pole elektro-

magnetyczne można dowolnie długo osłabiać, zawsze uzyskując ciągły, falujący obiekt, tylko coraz bardziej „rozrzedzony”. Tym, czego szukamy, jest nic innego, jak po prostu mechanika kwantowa.

II.2. Parę terminów: reguła Borna, funkcja falowa, równanie Schrödingera

Teoria poprawnie opisująca Wszechświat w najmniejszej skali, o której stale mówimy w tej książce, bywa zwykle nazywana „mechaniką kwantową", jednak czasami znana jest również jako „mechanika falowa" – taka jest jej stara, tradycyjna nazwa. W samej tej nazwie dotknięty jest kluczowy aspekt, który musi uwzględnić poprawna teoria – zjawiska przejawiają się zamiennie w sposób cząsteczkowy i falowy (polowy). I chociaż o wiele częściej słyszymy o „kwantowości", to falowość jest w tym wszystkim nadal fundamentalna.

Zobaczymy dalej, że mechanika kwantowa ma bardzo podobne cechy do teorii elektromagnetyzmu. Jednak żeby zrozumieć w pełni kwantowy punkt widzenia, na sam początek zapomnijmy o polu elektromagnetycznym. Pomyślmy po prostu o pojedynczym kwancie z eksperymentu Macha-Zehndera. O tym kwancie, który nie daje się podzielić na lustrze półprzepuszczalnym i tym, którego matryca CCD rejestruje jako punkcik – lokalny „skok" w intensywności. Chociaż wiemy, że kwant nie może się podzielić, to mimo wszystko nadal może interferować sam ze sobą. Zawarta w nim jest więc zarówno natura cząsteczkowa, jak i falowa. Jak więc to wszystko tłumaczy teoria kwantów?

Powiedzmy sobie szczerze na samym początku, że sama mechanika kwantowa również tego nie tłumaczy, a tylko opisuje! To co „rzeczywiście dzieje się", jest właśnie kwestią interpretacyjną, o czym wspomnieliśmy już w poprzednim rozdziale, a nad czym pochylimy się bliżej w rozdziale IV. Teraz chcemy ograniczyć się do

czystej teorii, a ta nie daje wytłumaczenia, lecz tylko przepis matematyczny, jak to wszystko spójnie opisać.

Przepis ten jest dosyć prosty. W zasadzie polega on na uogólnieniu zasady superpozycji i fazy na pojedyncze kwanty. Zobaczmy, jak to działa na przykładzie fotonu z eksperymentu Macha-Zehndera. Mechanika kwantowa wyróżnia tutaj dwie drogi – górną i dolną – którymi może poruszać się foton. Każdej z tych dróg przypisuje fazę (taką samą, jakie miało pole elektromagnetyczne) oraz intensywność, a ostatecznie również dopuszcza superpozycję tych dróg. *De facto* robimy więc dokładnie to samo, co z polem elektromagnetycznym.

Przypisywanie fazy i intensywności do pojedynczego kwantu może wydawać się dziwne. Na razie spróbujmy zrozumieć to od strony „formalnej", bez wnikania w fizyczną interpretację. Po pierwsze, foton może znajdować się albo w stanie „G" (droga górna), albo w stanie „D" (droga dolna), co bezpośrednio wykazały przeprowadzone eksperymenty. Gdy foton jest rejestrowany na drodze górnej, przypisujemy mu „matematyczny" stan G, a jeśli na dolnej, to odpowiedni stan D. Na każdej z dróg zakładamy dalej – za elektromagnetyzmem – istnienie zmiennej fazy. Inaczej mówiąc, stany G i D zawierają w sobie „falowe" zachowania właśnie ze względu na zmienną w czasie i przestrzeni fazę. Na sam koniec dopuszczamy jeszcze jedną rzecz: możliwość dodania dróg G i D (pamiętając jednak o fazach!), co jest nam znaną już zasadą superpozycji. W takiej sytuacji powiedzielibyśmy, że foton znajduje się w stanie będącym superpozycją stanu G i D.

O ile można sobie wyobrazić foton obdarzony fazą, to mówienie o intensywności, wyrażonej poprzez liczbę z zakresu 0–100%, w odniesieniu do pojedynczego kwantu, brzmi już niepokojąco. Już wcześniej zaobserwowaliśmy przecież, że eksperymenty z pojedynczymi kwantami dają odpowiedź typu „TAK" lub „NIE", a więc nie ma tutaj miejsca na przechodzenie przez etapy pośrednie (od

0% do 100%). Foton albo jest, albo go nie ma i nie ma nic pomiędzy! Z drugiej jednak strony, jeśli przyjrzeć się temu bliżej, to nawet w przypadku eksperymentów z pojedynczymi kwantami, ostatecznie naszym wynikiem była szczególnie rozumiana „intensywność". Zauważmy, że na Rys. 19 przedstawionych zostało w sposób symboliczny kilka kolejnych wyników eksperymentu, abyśmy zrozumieli, że detektor D_1 wyświetla „TAK" zawsze, a nie tylko czasem. Pojedynczy wynik o niczym by jeszcze nie świadczył – wizja cząsteczkowa prowadziła nas przecież do wniosku, że połowa cząstek trafia do jednego, a połowa do drugiego detektora – jeden pomiar jest więc w równym stopniu zgodny z obiema teoriami. Dopiero wielokrotne powtarzanie tego samego eksperymentu – w którym jednorazowo uczestniczy tylko pojedynczy kwant światła! – daje nam poszukiwaną informację. Ostatecznie uzyskujemy więc coś na kształt intensywności: liczbę z zakresu 0–100%.

Gdy się temu bliżej przyjrzeć, to samo założenie statystyczne jest silnie związane właśnie z kwantową naturą świata. Zakładamy przecież, że u podstawy tego opisu leży właśnie cząsteczkowość (niepodzielność kwantów), co oznacza, że od natury możemy spodziewać się odpowiedzi typu „TAK" i „NIE". Pojedynczy foton niesie jednak ze sobą bardzo mało informacji. Dopiero rejestracja szeregu takich zdarzeń: „TTNTNNTN...", powstałych w wyniku wielokrotnego powtarzania tego samego eksperymentu, pozwala na obliczenie statystyki danego procesu, która wyraża się już intensywnością od 0% do 100%! Oznacza to, że choć u podłoża fundamentalnie rejestrujemy „kwantowe" odpowiedzi TAK/NIE, to z takiej sekwencji otrzymujemy już obraz ciągły wyrażający się od 0% do 100%. Bez kwantowości nie byłoby statystyki! Patrząc na to z innej strony, można zauważyć, że w klasycznych eksperymentach, które omawialiśmy w rozdziale I, gdy rejestrowaliśmy intensywność („ciągłego") światła, już pojedynczy pomiar – np. „50%

intensywności w detektorze D_1 i 50% w D_2" miał tak naprawdę charakter statystyczny.

W tym miejscu dochodzimy do kluczowego momentu dla zrozumienia mechaniki kwantowej. Pytanie brzmi następująco: jak konkretnie należy odczytać „intensywność" w duchu cząsteczkowym?

Okazuje się, że jest na to pewien sposób, a jest nim reguła Borna wprowadzona przez Maksa Borna. Zakłada ona, że „intensywność" fotonu określa tylko i wyłącznie jego statystyczne zachowanie – to, co dotychczas „z rozpędu" przypisywaliśmy pojedynczej cząstce, informuje nas wyłącznie o tym, jakie jest prawdopodobieństwo, że określona cząstka zachowa się w taki, a nie inny sposób.

To jest właśnie ta rewolucyjna myśl: reinterpretacja wielkości pochodzących ze świata ciągłych pól, takich jak intensywność, na nowy, kwantowo-statystyczny sposób. W przypadku eksperymentu Macha-Zehndera dochodzimy więc do przedziwnej sytuacji, w której przypisanie fazy i superpozycji pojedynczym kwantom prowadzi do interferencji intensywności, która jednak ma znaczenie czysto statystyczne! W naszych głowach zaczynają się zapewne w tym miejscu rozbudzać przeróżne wątpliwości, ale powstrzymajmy się jeszcze chwilę przed ich omówieniem i skupmy się na razie nad czysto matematycznym poziomem mechaniki kwantowej.

Powiedzieliśmy już wielokrotnie, że opis kwantowy polega na wprowadzeniu fazy i intensywności do opisu pojedynczych kwantów. Jak jednak dzieje się to na poziomie czysto matematycznym? Odpowiadający za to obiekt nazywamy funkcją falową.

W naszym eksperymencie faza i intensywność zostały „doczepione" do każdej z dróg, po których może poruszać się foton, czyli drogi górnej (G) i dolnej (D). W nowej terminologii powiedzielibyśmy po prostu, że foton znajdujący się w stanie G jest opisywany funkcją falową stanu G i analogicznie dla stanu D wprowadzamy

funkcję falową stanu D. Dodatkowo kwantowa zasada superpozycji pozwala nam na dodanie obu funkcji falowych, tak że powstanie funkcja falowa GD opisująca stan superpozycji drogi G i drogi D. Funkcja falowa zawiera w sobie wszystko, co jest nam potrzebne do opisu eksperymentu z punktu widzenia kwantowego. Funkcja falowa kwantu bowiem za sprawą intensywności ujawnia jego własności statystyczne, natomiast faza konieczna jest do opisu możliwych efektów interferencyjnych.

Popatrzmy jeszcze raz z tej nowej perspektywy na cały eksperyment Macha-Zehndera.

Wylatujący ze źródła foton ma określoną fazę i intensywność. Ponieważ źródłem naszym jest laser, intensywność jest w 100% skupiona w wiązce prowadzącej do pierwszej płytki światłodzielącej P_1. Płytka ta rozdziela intensywność po połowie i w odpowiedni sposób zmienia fazy – omawialiśmy to szczegółowo w rozdziale I – jednak interpretacja tego zjawiska jest teraz inna. Nie mówimy tutaj o rozdziale po 50% intensywności pól, ale o podziale intensywności funkcji falowej. Ostatecznie po drugiej stronie lustra półprzepuszczalnego otrzymujemy superpozycję funkcji falowych G i D, każda z osobną fazą i każda z połową pierwotnej intensywności. Intensywność funkcji falowej to przy tym oczywiście „intensywność statystyczna". Można ją zinterpretować jako „szansę na zaistnienie", co w matematyce nazywamy po prostu prawdopodobieństwem. W tym sensie intensywność równa 100% określa pewność o stanie fotonu, a 50% oznacza niepewność.

Idźmy jednak dalej, zwracając szczególną uwagę na fazę funkcji falowej. Gdy fotony nie zostaną zmierzone i ich trajektorie skrzyżują się w drugim lustrze półprzepuszczalnym, fazy zaczynają grać niezmiernie ważną rolę. Dochodzi tutaj oczywiście do znanej nam już interferencji, której opis jest identyczny, jak w przypadku pól elektromagnetycznych. To przesunięcie w fazie jednej drogi względem drugiej będzie prowadzić do interferencji, konstruktywnej lub

destruktywnej. Ale czego dotyczy ta interferencja? Tak jak wcześniej, to intensywność wzrasta lub wygasa. Wiemy jednak, że intensywność w interpretacji statystycznej może być rozumiana po prostu jako prawdopodobieństwo, co oznaczałoby, że faza funkcji falowej może prowadzić do wzmocnienia i wygaszenia odpowiednich prawdopodobieństw. Ostatecznie fotony obserwujemy więc zawsze w detektorze D_1, a nigdy w detektorze D_2.

Jeśli się nad tym wszystkim dobrze zastanowić, wygląda to dosyć niepokojąco: nasz opis uwzględnia niepodzielność kwantów, ale samych kwantów w tym wszystkim nie widzimy. Funkcja falowa dostarcza nam raczej obrazu dzielących się i podróżujących w przestrzeni „fal prawdopodobieństwa". „Fal" – ponieważ każda z dróg ma swoją fazę (jest to cecha przysługująca tylko zjawiskom falowym). „Prawdopodobieństwa" – ponieważ intensywność funkcji falowej rozumiana jest w duchu statystycznym. Nie jest to zdecydowanie opis klasyczny, po którym spodziewalibyśmy się raczej wizji „cząstek" w postaci malutkich kulek wędrujących od źródła do detektora. W przeciwieństwie do tego, tutaj nadal mamy utrzymany obraz falowo-polowy, gdzie definiujemy odpowiednie intensywności i fazy, lecz za pomocą interpretacji statystycznej we wszystkim potrafimy odnaleźć obserwowaną kwantowość (cząsteczkowość).

Ostatnim obiektem matematycznym, który musimy w tym momencie wspomnieć, jest równanie Schrödingera. Opisuje ono ewolucję funkcji falowej, czyli sposób, w jaki będzie się ona zmieniać w czasie. Jest to przydatne choćby wtedy, gdy interesuje nas, w jaki sposób będzie się zmieniać intensywność funkcji falowej jakiejś cząstki wędrującej przez stworzony przez nas układ eksperymentalny – co będzie mieć miejsce za chwilę, gdy tylko opiszemy eksperyment z dwiema szczelinami. W równanie Schrödingera „wkłada" się pewne informacje na temat cząstki, której zachowanie modelujemy, oraz układu, przez który będzie ona wędrować.

Na koniec warto wyjaśnić, że teoria kwantowa wcale nie podważa w żaden sposób elektromagnetyzmu! To prawda, że wraz z pojawieniem się „kwantowości" światła, przy bardzo niskich intensywnościach wiązki laserowej zmuszeni byliśmy do przyjęcia nowego punktu widzenia, jednak sam opis był bardzo podobny do tego, co wcześniej zaproponowała teoria pól elektromagnetycznych. Ta zbieżność nie jest przypadkowa: okazuje się bowiem, że zastosowanie mechaniki kwantowej do opisu dużej liczby fotonów (czyli wiązek o dużej intensywności) prowadzi do opisu pól elektromagnetycznych! Jeśli natomiast liczba kwantów jest odpowiednio duża, intensywność i faza funkcji falowej poszczególnych kwantów przeradza się w intensywność i fazę pól elektromagnetycznych! Oznacza to, że podobieństwo elektromagnetyzmu i teorii kwantowej nie jest szczęśliwym trafem losu, lecz to właśnie z teorii kwantowej wynika teoria elektromagnetyzmu. Klasyczny elektromagnetyzm nie został zaś odrzucony, a raczej włączony w teorię kwantową.

II.3. Eksperyment z dwiema szczelinami

Wszystko do tej pory kręciło się wokół eksperymentu Macha-Zehndera. Nasuwa się jednak pytanie: jeśli teoria kwantowa jest rzeczywiście fundamentalna, to czy stosuje się nie tylko do światła, lecz do wszystkich obiektów materialnych? Bądź co bądź, światło nawet na gruncie życia codziennego różni się dość znacząco od materii, wszelkie jego dziwaczne zachowania można by więc zamieść pod dywan jako wyjątek świata przyrody. Interferencja fotonów, nawet „samych ze sobą", mogłaby w takim razie być po prostu ciekawostką dotyczącą wyłącznie tej jednej sfery świata fizycznego, zaś materia mogłaby pozostać bezpiecznie klasyczna.

Niestety – a może „szczęśliwie"? – efekty falowo-kwantowe zostały zaobserwowane również dla elektronów, atomów, a nawet całkiem sporych cząsteczek chemicznych.

Doświadczenie, które za chwilę omówimy, określa się w literaturze naukowej jako eksperyment z dwiema szczelinami. W 2002 roku czasopismo „Physics World" uznało go za najpiękniejszy eksperyment fizyczny wszech czasów[9]. Zdradźmy może już teraz, dlaczego tak jest. W istocie eksperyment ten ujawni dokładnie te same kwantowo-falowe efekty, które już zaobserwowaliśmy w eksperymencie Macha-Zehndera. Tutaj jednak naszymi obiektami badań będą cząstki materialne. Eksperyment Macha-Zehndera jest, można by powiedzieć, mniej porażający, ponieważ światło od momentu sformułowania elektromagnetyzmu było postrzegane i ujęte w terminach falowych (czyli intensywności i fazy), a kwantowe efekty zostały włączone do jego opisu za pomocą reguły Borna. Nikt jednak nie spodziewał się, że cząstki materialne mogą wykazywać tę samą naturę, ponieważ nikt nigdy w życiu co-

dziennym nie obserwuje interferencji mandarynek. Idźmy jednak po kolei.

***

Rozpoczniemy od pytania, czym właściwie są owe „cząstki materii". Zacznijmy od elektronów, które będą grały główną rolę w doświadczeniu z dwiema szczelinami. Odkrycie tych cząstek jest zaś zasługą Josepha Johna Thomsona.

Jego eksperyment polegał na przyłożeniu bardzo dużego napięcia elektrycznego do dwóch metalowych elektrod, umieszczonych w zamkniętym pojemniku, z którego odpompowano powietrze (uzyskawszy więc stan tzw. technicznej próżni). Zabieg ten, znany już wcześniej innym naukowcom, powoduje powstawanie tajemniczych rozbłysków światła tuż przy powierzchni jednej z elektrod. W celu wytłumaczenia tego ciekawego efektu zapostulowano hipotetyczny rodzaj promieniowania, które, opuściwszy jedną z elektrod, porusza się w kierunku drugiej. Nie było jednak jasne, jaka jest właściwie natura tego promieniowania.

Thomson założył, że składa się ono z jakichś naładowanych cząstek, które wylatują z jednej elektrody i przyspieszają pod wpływem przyłożonego napięcia w kierunku drugiej. Uderzenie w drugą elektrodę powoduje natomiast zamianę energii kinetycznej w świetlną – stąd obserwowane rozbłyski. Postanowił więc wywiercić dziurę w drugiej elektrodzie, rozumując, że część rozpędzonych „cząstek" przejdzie na drugą stronę w postaci wiązki.

Dzięki temu można było sprawdzić nie tylko, czy rzeczywiście wiązka taka istnieje, ale również, jakie są jej własności. Żeby zarejestrować taki strumień cząstek, Thomson użył do tego tzw. ekranu fluorescencyjnego. Jest to po prostu powierzchnia pokryta związkiem chemicznym, który w kontakcie z promieniowaniem wywołuje rozbłyski światła. Zgodnie z przewidywaniem, „promie-

niowanie” przeleciało przez dziurę w elektrodzie i dało się wykryć w postaci plamki na ekranie detekcyjnym.

Na tym jednak badania się nie zakończyły. Tak uformowaną wiązkę Thomson przepuścił przez pole elektryczne i magnetyczne. Zgodnie z teorią elektromagnetyzmu, promieniowanie składające się z naładowanych cząstek powinno zmienić tor ruchu w wyniku oddziaływania z danym polem elektrycznym i magnetycznym. I tak też rzeczywiście się stało. Świadczyło to przede wszystkim o tym, że wiązka ta w istocie jest strumieniem obdarzonych masą i ładunkiem cząstek materialnych. Gdyby bowiem było to promieniowanie elektromagnetyczne – które jest obojętne elektrycznie – to żadne odchylenie nie powinno zostać zarejestrowane.

Drugim kluczowym odkryciem Thomsona było ustalenie, że opuszczające powierzchnię elektrody cząstki – nazwane później elektronami – mają takie same własności, niezależnie od materiału, z jakiego wykonano elektrodę. W ten sposób okazało się, że elektrony są uniwersalnym i fundamentalnym składnikiem wszystkich atomów.

Dziś technologia pozwala nam na zautomatyzowaną obserwację elektronów: najpierw są one zamieniane na fotony, a następnie te drugie są na przykład wykrywane przez już dobrze nam znaną matrycę CCD. Konwersja elektronu w foton odbywa się zaś za pomocą ekranu fluorescencyjnego – takiego samego, jak w doświadczeniu Thomsona. W ten pośredni sposób udaje się nam obserwować nawet pojedyncze elektrony.

W tym miejscu dochodzimy do tego samego punktu, który już dogłębnie analizowaliśmy w przypadku eksperymentu Macha-Zehndera, czyli do obniżenia intensywności wiązki, która opuszcza powierzchnię elektrody. W miarę jak intensywność „promieniowania elektronowego” obniża się, na ekranie detekcyjnym zaczynamy odnotowywać pojedyncze punkciki – czyli elementarne rozbłyski – z których składa się wiązka. Jest to ewidentne potwier-

dzenie tego, co udało się wydedukować Thomsonowi. Promieniowanie opuszczające powierzchnię jest „ziarniste": składa się z niepodzielnych i lokalnych obiektów, które w tym przypadku nazywamy elektronami. Prąd elektryczny jest więc – podobnie jak pole elektromagnetyczne – skwantowany. Tak jak foton jest kwantem światła, tak elektron jest w tym przypadku kwantem prądu elektrycznego.

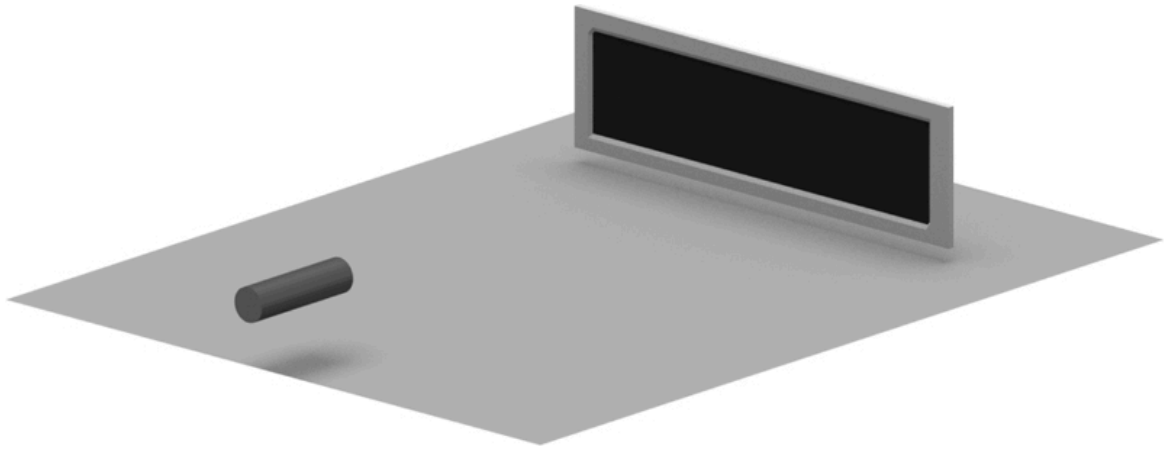
Rozumowanie to można stosować w odniesieniu do wszystkich elementów świata fizycznego. Ostatecznie okaże się, że nie tylko światło i prąd dzielą się na kwanty, lecz cała rzeczywistość jest skwantowana. Na najniższym poziomie cała materia składa się z podstawowych i niepodzielnych cząstek – cząstek elementarnych – a foton i elektron są tylko ich przykładami.

Co istotne, zjawiska kwantowe przejawiają się nie tylko na poziomie pojedynczych kwantów. Cząstki elementarne mogą wszak łączyć się ze sobą. Kwarki, przykładowo, łączą się w protony i neutrony, a te dalej w jądra atomowe, które wraz z elektronami tworzą atomy. Po połączeniu atomów ze sobą otrzymujemy cząsteczki chemiczne, kryształy i tak dalej. Atom nie jest więc cząstką elementarną, jak elektron lub kwark, lecz jest całym skupiskiem takich cząstek. Nie zmienia to jednak faktu, że atom może również wykazywać „kwantowość" – wszystkie wyniki eksperymentu z dwiema szczelinami, które za chwilę opiszemy, można równie dobrze uzyskać – i rzeczywiście wielokrotnie uzyskano – przy wykorzystaniu atomów, a także zbudowanych z nich cząsteczek chemicznych. W ten sposób okazało się, że kwantowa natura świata dotyczy nie tylko fotonów i nie tylko cząstek elementarnych, ale wszystkich w ogóle obiektów fizycznych. Można by oczywiście zapytać: co z mandarynkami? Na to pytanie odpowiemy jednak dopiero w rozdziale IV.

***

Podobnie jak to było w przypadku eksperymentu Macha-Zehndera, będziemy konstruować nasze doświadczenie krok po kroku – tak, abyśmy na każdym etapie mieli poczucie, że doskonale rozumiemy wszystko, co dzieje się na stole eksperymentalnym. W tym przypadku zaczniemy od dwóch tylko elementów: źródła elektronów i ekranu detekcyjnego.

Źródłem elektronów może być wspomniane już wcześniej „działo elektronowe”, które jest niczym innym jak metalową elektrodą, z której powierzchni, na skutek przyłożonego zewnętrznego napięcia, emitowane są elektrony. Takie samo „działo” zostało wykorzystane w analizowanym wyżej eksperymencie Thomsona. Szczególnie starannie dbamy o to, aby elektrony uwalniane były z powierzchni pojedynczo. O detekcji elektronów też już co nieco wiemy. Dokonamy jej za sprawą ekranu fluorescencyjnego – powodującego emisję fotonów w miejscu pobudzenia przez rozpędzone elektrony – a następnie dokładnie określimy miejsce reakcji (czyli rozbłysku) za pomocą matrycy CCD.



Rys. 20. Działko elektronowe i ekran detekcyjny.

Uruchamiamy więc aparaturę. Na naszych oczach elektrony jeden po drugim docierają do ekranu, na którym pojawiają się krótkie rozbłyski. W rzeczywistości wyniki obserwowalibyśmy pewnie na ekranie komputera, nie na detektorze fluorescencyjnym, to

jednak nie ma większego znaczenia. Obecność komputera jest o tyle wygodna, że pozwala na „przechowywanie” poprzednich rozbłysków i obserwowanie w ten sposób śladów po setkach kolejnych zderzeń jednocześnie, podczas gdy ekran fluorescencyjny gaśnie po każdym zderzeniu. W naszych wizualizacjach zachowamy „najlepsze z obu światów” – nasze cząstki będziemy obserwować tuż naprzeciwko działa elektronowego, czyli tam, gdzie mieści się sam fizyczny detektor, jednak będzie się na nim wyświetlało to, co zwykle widzielibyśmy na ekranie komputera, a więc wygodnych rozmiarów plamki, które w dodatku nie znikają tuż po pojawieniu się.

Gdy poczekamy odpowiednio długo, z kolejnych elektronów powstanie coś w stylu rozmytej białej plamy.

Rys. 21. Działko elektronowe i ekran detekcyjny: wynik eksperymentalny.

Zachowanie pojedynczych elektronów wydaje się być zupełnie chaotyczne: nie da się w żaden sposób przewidzieć, w które miejsce uderzy kolejny z nich. Mimo wszystko mozolne zbieranie wszystkich zdarzeń w jedną całość ostatecznie coś nam mówi. Nawet rozmyty „kleks” zawiera w sobie pewne cenne informacje statystyczne. Obserwujemy, przykładowo, największe zagęszczenie elektronów w środkowej części – czyli tam, gdzie w linii prostej ustawiliśmy naszą wiązkę, natomiast wraz z oddalaniem się od punktu centralnego intensywność maleje.

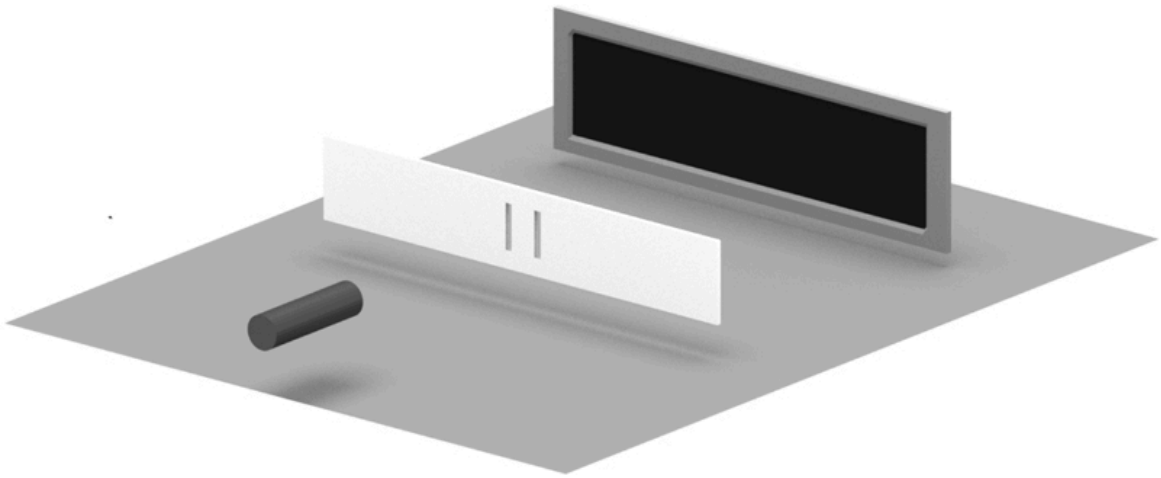
No właśnie – intensywność! Kolejny raz dochodzimy do tego samego pojęcia, które było tak bardzo fundamentalne w eksperymencie Macha-Zehndera. Różnica jest tylko taka, że tutaj intensywność objawia się nam przestrzennie – w postaci kształtu na

ekranie detekcyjnym. Wcześniej interesowaliśmy się tylko pytaniem, czy foton trafia do detektora D_1 czy D_2. Tutaj natomiast można sobie wyobrazić, że mamy mnóstwo takich detektorów, ustawionych jeden obok drugiego, dzięki czemu możemy ustalić, jak elektrony rozkładają się w przestrzeni. Gdybyśmy jednak chcieli, moglibyśmy sprowadzić nasz ekran fluorescencyjny do olbrzymiej liczby detektorów mówiących „TAK" lub „NIE".

Druga rzecz godna szczególnej uwagi to losowość, która towarzyszy obu eksperymentom. Gdy wypuszczamy ze źródła pojedynczy elektron, miejsce, w które trafi, będzie prawdopodobnie zbliżone do punktu centralnego, jednak to, na przykład, czy padnie nieco w górę czy nieco w dół od niego, jest całkowicie przypadkowe. Dopiero wielokrotne powtarzanie cały czas tego samego procesu prowadzi nas do czegoś „regularnego" – do rozkładu intensywności w przestrzeni. W przypadku eksperymentu Macha-Zehndera było dokładnie tak samo: pojedynczy pomiar o niczym nas jeszcze nie informował i dopiero ich wielka ilość umożliwiła nam modelowanie tego, co dzieje się w układzie eksperymentalnym.

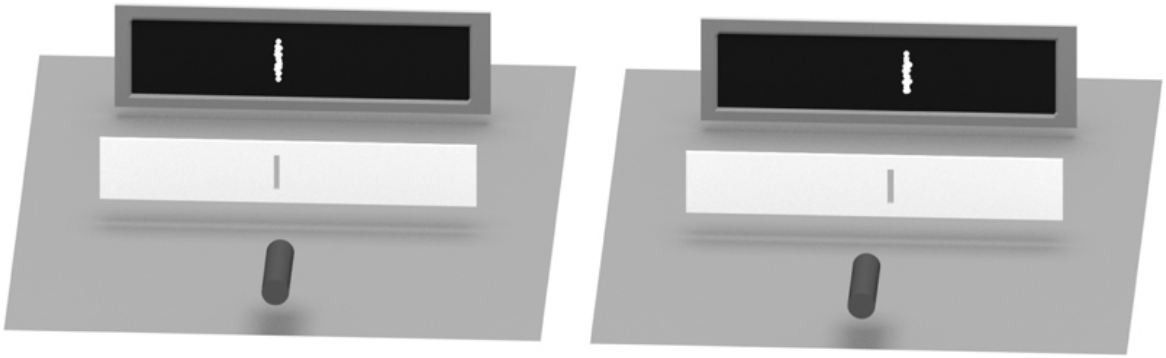
***

Teraz, gdy zapoznaliśmy się nieco z elektronami, możemy zabrać się za opis właściwego eksperymentu z dwiema szczelinami. Ruszamy więc o ten jeden krok dalej w aktualnym ustawieniu aparatury i pomiędzy źródłem elektronów a ekranem, na którym prowadzimy ich detekcję, ustawiamy przegrodę, całkowicie zatrzymującą elektrony, w której wycinamy dwie pionowe szczeliny. Szczeliny w przegrodzie są jedynymi „drzwiami", przez które elektrony mogą przejść na drugą stronę i ostatecznie dotrzeć do ekranu.



Rys. 22. Eksperyment z dwiema szczelinami: przygotowanie.

Mając tak przygotowany zestaw, możemy rozpocząć nasz eksperyment. Najpierw zasłaniamy jedną ze szczelin, aby upewnić się, że elektrony potrafią przez nią przelecieć. Następnie testujemy w ten sam sposób drugą szczelinę. Wszystko jest OK – w obu przypadkach powstaje rozmyta plama, tym razem o kształcie odpowiadającym „cieniowi" szczeliny, jak gdyby z początkowego rozkładu został wycięty pasek.



Rys. 23. Eksperyment z dwiema szczelinami: wyniki dla każdej ze szczelin z osobna.

Teraz czas na moment, który wywróci wszystko do góry nogami i sprawi, że ten pozornie trywialny eksperyment zostanie na początku XXI w. okrzyknięty najpiękniejszym eksperymentem wszech czasów. Czas otworzyć obie szczeliny. Jak druga szczelina

może wpłynąć na rejestrowaną intensywność elektronów na ekranie detekcyjnym? Rozważając proces z punktu widzenia cząsteczkowej natury elektronów, raczej nie spodziewalibyśmy się w tym miejscu niczego niezwykłego. Podobnie jak pierwsza szczelina, również i obecność drugiej powinna ostatecznie wyciąć z pierwotnej „plamy” drugi pasek – położony zaraz obok pierwszego. Powinniśmy dostać coś w stylu symetrycznego odbicia z maksymalną intensywnością dokładnie naprzeciwko jednej i drugiej szczeliny oraz z zanikającą intensywnością, w miarę jak się od nich oddalamy. Lektura poprzedniego rozdziału powinna nas już chyba jednak nastawić podejrzliwie – to nie może być takie proste, prawda? I rzeczywiście...

Rys. 24. Eksperyment z dwiema szczelinami: rzeczywisty wynik eksperymentalny.

Po zaobserwowaniu odpowiednio dużej liczby elektronów staje się jasne, że na ekranie nie powstają dwa paski, leżące naprzeciwko szczelin, lecz wiele takich pasków. Obserwujemy coś w stylu „kodu kreskowego”: naprzemienne obszary o dużej i małej inten-

sywności. Jakby tego było mało, dokładnie naprzeciwko szczelin występuje intensywność bliska zeru, a nie maksymalna – wygląda na to, że elektrony wręcz „unikają" obszarów leżących na linii prostej pomiędzy źródłem, szczelinami i ekranem detekcyjnym! Na tym etapie niniejszej książki można już chyba się domyślić przyczyn takiego wyniku. Sprawcą jest oczywiście kwantowa interferencja.

Dla porządku wykluczmy może pewne „oczywiste" wyjaśnienia pojawienia się obrazu interferencyjnego. Po pierwsze, nie wynika ono z oddziaływania pomiędzy wieloma elektronami: w danym momencie przez układ przelatuje naprawdę tylko jeden. Przy dzisiejszym poziomie rozwoju technologicznego możemy na wiele sposób zapewnić, że w danym przypadku doszło do emisji tylko pojedynczej cząstki. Po drugie, nie jest możliwe, aby jeden tylko elektron w jakiś sposób „zahaczył" o obie szczeliny całą swoją objętością – rozmiary elektronu są wiele rzędów wielkości mniejsze od odległości między szczelinami.

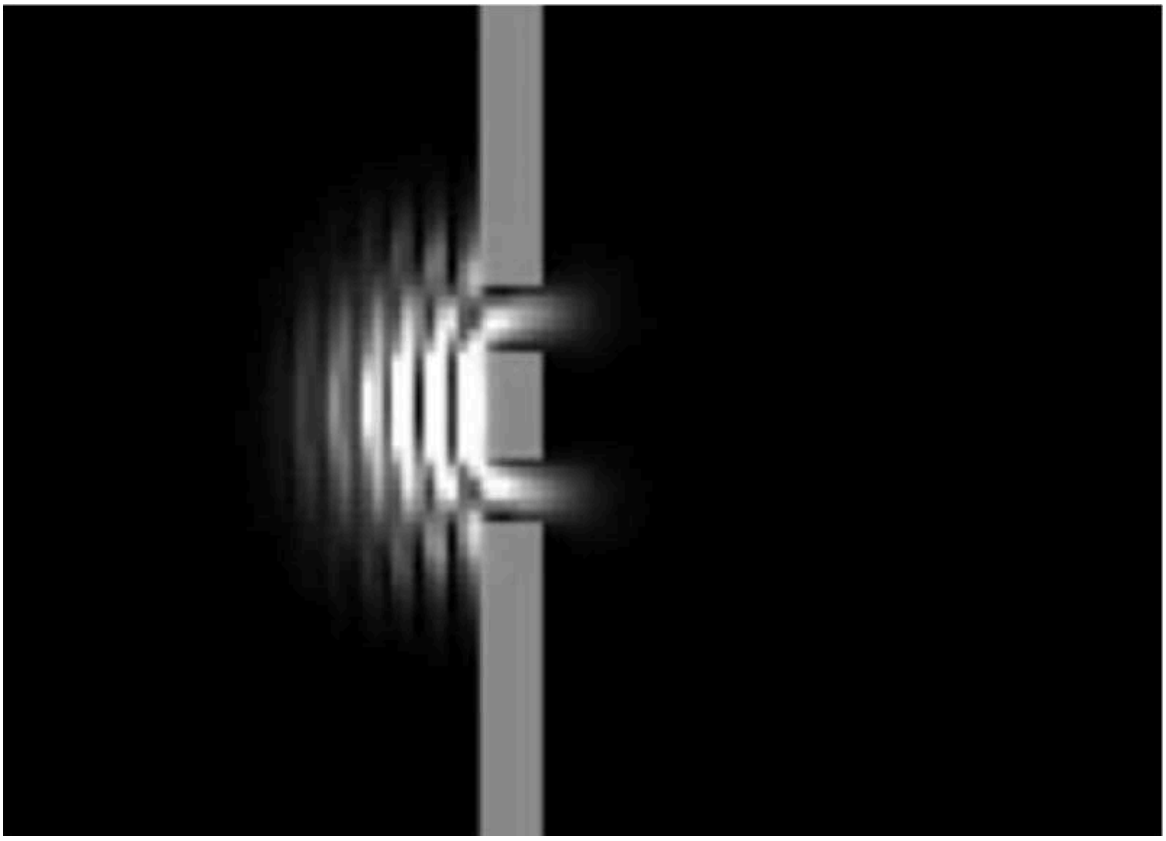
Znając przybliżone rozmiary elektronu, ktoś śmiało mógłby zapytać: w takim razie którą szczeliną przeszedł elektron? Gdybyśmy założyli, że elektrony kolejno przechodzą prawą albo lewą szczeliną (czego spodziewamy się po „normalnych" cząstkach), to wynik eksperymentu powinien raczej ujawnić dwa wycięte paski. Zachowanie jest zdecydowanie inne, co oznacza, że druga szczelina w jakiś sposób musi wpływać na zachowanie pojedynczego elektronu, który przedostaje się na drugą stronę. Wpływ odległej szczeliny na ruch cząstki, która wcale nie musi się w jej pobliżu znaleźć, brzmi być może nieco tajemniczo, jednak, szczęśliwie dla nas, wszystko to można bardzo precyzyjnie opisać w ujęciu mechaniki kwantowej – tak samo, jak to zrobiliśmy w przypadku eksperymentu Macha-Zehndera. Zabierajmy się więc do roboty.

II.4. Wytłumaczenie eksperymentu z dwiema szczelinami przez fizykę kwantową

Wszystkim, czego potrzebujemy do teoretycznego opisania eksperymentu z dwiema szczelinami, jest odpowiednia funkcja falowa. Już w przypadku pojedynczej szczeliny obserwowaliśmy statystyczny rozkład elektronów na ekranie w postaci kleksów, które w duchu kwantowym były właśnie pomiarem intensywności funkcji falowej. Rejestracja elektronów na ekranie jest jednak tylko etapem końcowym naszego eksperymentu, fizyk-teoretyk musi natomiast uwzględnić także właściwości źródła elektronów oraz wszystkie okoliczności po drodze – na przykład to, czy w przegrodzie znajduje się jedna, czy dwie szczeliny. Oznacza to, że w opisie teoretycznym musimy przypisać – co w praktyce oznacza rozwiązywanie równania Schrödingera – funkcję falową elektronowi w każdej chwili czasu i w każdym miejscu przestrzeni – od momentu wylotu ze źródła, poprzez przejście przez szczeliny, aż do ostatecznego dotarcia do ekranu pomiarowego. Obecność szczelin wkracza zaś w równanie Schrödingera pod postacią członu określanego literą V, reprezentującego potencjał obiektów znajdujących się w środowisku cząstki. Gdyby wyobrazić sobie, że cząstka wędruje przez pewien krajobraz, to potencjał reprezentowałby góry i doliny; o przegrodzie można by więc sobie pomyśleć jak o szczególnie stromym, liniowym grzbiecie górskim.

Jak „wygląda” funkcja falowa w oczach matematyka, który modeluje jej zachowanie, rozwiązując na przykład równanie Schrödingera? Jak pamiętamy, na poziomie czysto matematycznym jest to obiekt przypisujący każdemu punktowi w przestrzeni pewną intensywność i fazę. Intensywność możemy zwizualizować

na przykład poprzez odcienie szarości, od czarnego (zerowa) do białego (maksymalna intensywność).



Rys. 25. Funkcja falowa elektronu w momencie przechodzenia przez szczeliny w przegrodzie. Autor: G. Mikaberidze, obraz na licencji Creative Commons[10].

Funkcja taka wygląda więc jak rozpływająca się na boki falująca chmura, poruszająca się w kierunku szczelin, a później ekranu. Po wylocie ze źródła jest ona skoncentrowana w małej objętości przestrzeni i porusza się w określonym kierunku – co rzeczywiście w pewien sposób przypomina pojedynczą cząstkę z dobrze określoną prędkością i położeniem. Odpowiada temu fakt, że gdyby pomiaru dokonać tuż przed działem elektronowym, to cząstki rejestrowalibyśmy w niewielkiej, ograniczonej objętości. Nasza „chmura prawdopodobieństwa” bardzo szybko zaczyna się jednak rozszerzać na boki (zgodnie z równaniem Schrödingera), rozmywa się i zaczyna bardziej przypominać falujące rozlewisko.

W tym momencie zaczyna się też wyłaniać obraz interferencyjny w postaci „kodu kreskowego”. Jak to wyjaśnić? Funkcja falowa – jako rozmyty przestrzennie obiekt – ulega swoistemu rozszczepieniu na szczelinach. Stanowią one jak gdyby dwa nowe źródła fal. Z podobną sytuacją mielibyśmy do czynienia, gdybyśmy postawili przeszkodę na drodze fal wędrujących po powierzchni jeziora, a następnie wykonali w tej przeszkodzie dwie dziury: energia fal przedostawałaby się właśnie przez te dwie dziury, a każda z tych szczelin stanowiłaby tak jakby nowe źródło fal, rozchodzących się z niej koliście. Ostatecznie te dwie fale spotykają się i nakładają na siebie w różnych miejscach ekranu, sumując się zgodnie z zasadą superpozycji. Ponieważ zaś funkcja falowa ma również i swoją fazę, natrafiające na siebie fale są w jednych miejscach zgodne w fazie, a w innych nie. W tych pierwszych fala się wzmacnia, a w drugich ulega wygaszeniu – i stąd wyłania się na ekranie charakterystyczny kod kreskowy.

Uderzenie pojedynczego elektronu nie jest całkowicie losowe. To prawda, że nigdy nie mamy zupełnej pewności, w którym miejscu wyląduje on na ekranie, jednak posiadając funkcję falową, zawsze możemy poczynić pewne przewidywania. Na podstawie formalizmu matematycznego oraz z wykorzystaniem pewnych informacji dotyczących pojedynczego elektronu, np. prędkości, z jaką wylatuje on ze źródła, jesteśmy w stanie obliczyć jego funkcję falową. I chociaż funkcja ta nie opisuje dokładnego zachowania elektronu, to jednak przewiduje, gdzie i z jakim prawdopodobieństwem może on wylądować, a nawet wskazuje obszary, gdzie na pewno nie wyląduje! Gdybyśmy więc mieli się z kimś założyć, w jakim miejscu zostanie zaobserwowany elektron, to będąc uzbrojonym w funkcję falową, mamy zdecydowaną przewagę nad osobą, która nie zna się na mechanice kwantowej. Możemy *a priori* na podstawie reguły Borna wyznaczyć pozycje na ekranie, gdzie elektron ma największe szanse uderzyć.

W dotychczasowym opisie eksperymentu z dwiema szczelinami cały czas przeskakiwaliśmy pomiędzy opisem „rozmytym” i „skoncentrowanym”; pomiędzy zlokalizowaną cząstką i zdelokalizowaną falą. To jaki tak naprawdę jest elektron? Już czas stanąć twarzą w twarz z tym pytaniem.

II.5. Chmury, cząstki i kolaps funkcji falowej

Przyjmijmy na początku punkt widzenia cząsteczkowy: załóżmy, że elektron w każdej chwili czasu jest zlokalizowaną w przestrzeni „porcją materii", docierającą w danym momencie do jednej tylko szczeliny, powiedzmy, że prawej. Wiemy, że fakt, czy szczelina lewa jest aktualnie otwarta, czy zamknięta, musi w jakiś sposób wpłynąć na zachowanie elektronu – musi zmienić jego „tor ruchu" w taki sposób, żeby ostatecznie można było – lub nie – wyczytać tę informację z rozkładu plamek na ekranie detektora. W jaki sposób może więc on „czuć" tę drugą szczelinę?

Rozwiązaniem może być przyjęcie, że elektron w jakiś nieznany nam sposób „odbiera" to, co się dzieje w odległym miejscu przestrzeni, czyli albo jest z nim w jakiś tajemniczy sposób powiązany, albo używa do tego nieznanego nam „radaru". Zauważmy, że w zależności od tego, czy jest otwarta pojedyncza, czy obie szczeliny, funkcja falowa wypełniająca cały układ przyjmie odpowiednio inny kształt – być może więc elektron w jakiś sposób „odbiera" od funkcji falowej informację o jej rozkładzie przestrzennym? Mówiąc jeszcze inaczej: a może sama funkcja falowa jest właśnie po prostu „radarem" pojedynczego elektronu, który „mówi mu", jak ma się zachowywać w tej lub innej sytuacji?

Wyglądałoby to mniej więcej tak: elektron wędrujący w kierunku prawej szczeliny, za pomocą swojego „radaru", czyli funkcji falowej, sprawdza stale, jak rozkładają się w przestrzeni stojące na jego drodze przeszkody (matematycznie, odpowiada temu ukryty w równaniu Schrödingera potencjał V, o którym wspomnieliśmy przed chwilą w rozdziale II.5). W zależności od uzyskiwanych w ten sposób informacji, wybiera z większym prawdopodo-

bieństwem jedną z tych trajektorii, która jest najbardziej „zgodna” z rozkładem przeszkód na swojej drodze. Choć wizja ta może się wydawać szaleńcza, jest ona zbliżona do jednej ze „standardowych” interpretacji mechaniki kwantowej, tzw. interpretacji fali pilotującej, o której będzie mowa w rozdziale IV.6.

Omówmy teraz drugi skrajny pogląd na naturę obiektów kwantowych, czyli rygorystyczny obraz falowy. Przyjmijmy, że elektron wcale nie jest cząstką, lecz falującą chmurą, która potrafi rozlewać się w przestrzeni. W tym wyobrażeniu nie możemy więc powiedzieć, że elektron dociera do lewej (lub prawej) szczeliny, lecz ze względu na swój rozmyty charakter dociera zawsze do obu szczelin jednocześnie (a także wielu innych miejsc przestrzeni). Nie musimy więc tym razem odwoływać się do jakiejś tajemniczej komunikacji, która zachodzi pomiędzy zlokalizowanym elektronem a innymi punktami przestrzeni, ponieważ sam elektron jest obiektem rozmytym – zdelokalizowaną chmurą, która wypełnia sobą przestrzeń.

Fragment takiej chmury, który aktualnie przeciska się przez lewą szczelinę, wcale nie musi „wiedzieć”, co dzieje się aktualnie w szczelinie prawej. Tam, całkowicie niezależnie, przeciska się inna część tej samej chmury – albo też nie przeciska się, jeśli szczelina jest akurat zamknięta. To, czy druga szczelina jest aktualnie otwarta, czy zamknięta, będzie jednak ostatecznie miało wpływ na eksperyment, gdy tylko upłynie wystarczająco dużo czasu, aby różne fragmenty chmury zdążyły się na nowo na siebie „nałożyć”.

Nie musimy odwoływać się więc do żadnego „radaru”, ani nadświetlnej komunikacji z różnymi punktami przestrzeni – elektron po prostu jest i zawsze był zdelokalizowaną chmurą. Tutaj jednak natrafiamy na problem, ponieważ ostatecznie elektron na ekranie rzeczywiście rejestrowany jest jako „punkcik”, a nie jako jakaś rozmyta „chmura”. Ba, żadna cząstka znana nauce nigdy nie została

wykryta „jako chmura” – fizyka eksperymentalna jako taka zna wyłącznie cząstki „skwantowane”, oddziałujące zawsze, z określonym przybliżeniem, tu i teraz. Jak można to wytłumaczyć w ramach obrazu falowego? Nie ma chyba innego wyjścia, jak tylko założyć, że w momencie dotarcia do ekranu dochodzi do specjalnego procesu, który „ściąga” całą chmurę do punktu – zamienia falę z powrotem w cząstkę.

Ten proces ściągnięcia cząstki do punktu nazywany jest przez fizyków kolapsem funkcji falowej albo redukcją stanu kwantowego. W tej chwili – zgodnie z falową interpretacją elektronu – jawi się on nam jako coś realnego, jako jakiś wewnętrzny mechanizm natury, który sprawia, że zdelokalizowana chmura staje się punktem na ekranie. I tak rzeczywiście wypowiadają się zwolennicy kolejnej „standardowej” wizji świata kwantowego – tak zwanej interpretacji obiektywnego kolapsu, o której opowiemy więcej w rozdziale IV.5.

Powiedzmy sobie może jednak parę słów o owym kolapsie, rozumianym na razie jako rzeczywiste zdarzenie fizyczne. Po pierwsze, aby przebieg procesów fizycznych pozostał zgodny z regułą Borna, musimy założyć, że kolaps funkcji falowej zachodzi w sposób losowy. Funkcja falowa, która ma być ściągnięta („skolapsowana”) do punktu, robi to w losowy sposób, jednak z prawdopodobieństwem zgodnym ze swoją aktualną intensywnością w różnych punktach. Innymi słowy, im większa intensywność w danym punkcie, tym większe prawdopodobieństwo, że właśnie w to miejsce funkcja falowa się „zbiegnie” i właśnie tu przejawi się jako cząstka.

Po drugie, domyślamy się również, że kolaps funkcji falowej musi mieć jakiś związek z oddziaływaniem, do jakiego dochodzi w momencie uderzenia w ekran[11], bo przecież gdyby chmura uległa ściągnięciu do „punktu” w jakiejś chwili wcześniejszej, jeszcze przed dotarciem do ekranu – na przykład gdzieś między szczeli-

nami a detektorem – to nowe „chmury” rozpełzające się z tego punktu nie miałyby w ogóle możliwości na siebie się nałożyć, a tym samym o żadnej interferencji nie mogłoby być mowy. Gdyby „chmury kwantowe” kolapsowały regularnie, bez żadnego powodu, ot, w pustej przestrzeni, to nie występowałoby w ogóle wiele zjawisk kwantowych. Innymi słowy, elektron nie ulega kolapsowi, dopóki coś go do tego nie zmusi.

III. Czy da się oszukać mechanikę kwantową?

Marcin Łobejko

Rozważania nad eksperymentem z dwiema szczelinami zakończyliśmy ciekawym pytaniem. Czy elektron – lub inna cząstka kwantowa – rzeczywiście porusza się po ściśle określonych trajektoriach? A jeśli tak, to czy możemy dowiedzieć się na przykład, przez którą ze szczelin elektron przeszedł na drugą stronę przegrody?

Pytanie to wiąże się bezpośrednio z tym, w jaki sposób wyobrażamy sobie świat kwantowy. Możemy go sobie przedstawiać na różne sposoby, co w zasadzie sprowadza się do różnych fizycznych wyobrażeń samej funkcji falowej. Przykładowo, możemy założyć, że funkcja falowa elektronu jest swego rodzaju rozmytą chmurą, a następnie przenieść to wyobrażenie na sam elektron, widząc oczami wyobraźni wędrującą poprzez układ, rozlewającą się porcję płynu, która ostatecznie „zbiega się" do punktu na ekranie detektora. Możemy też przyjąć, że elektron nie jest chmurą, lecz ściśle zlokalizowaną cząstką, a funkcja falowa mówi nam, jakie są prawdopodobieństwa przejścia tej cząstki po każdej spośród możliwych trajektorii od źródła do detektora. Z punktu widzenia fizyka-eksperymentatora jest wszystko jedno, jak sobie wyobrażamy cząstkę kwantową – ostatecznie i tak najbardziej fundamentalna w tym wszystkim jest reguła Borna: dopóki poszczególne zdarzenia zachodzą z odpowiednią częstością, wizualizacja świata kwantów nie ma znaczenia.

Można by jednak oczywiście zapytać, czy nie dałoby się w jakiś sposób „przetestować" tych wyobrażeń eksperymentalnie. Przecież gdyby udało się, przykładowo, potwierdzić doświadczalnie, że elektron zawsze przechodzi jedną tylko szczeliną, a ponadto ustalić, która to szczelina, jednocześnie uzyskując „kod paskowy", byłoby to świetnym argumentem za „punktowym" wyobrażeniem

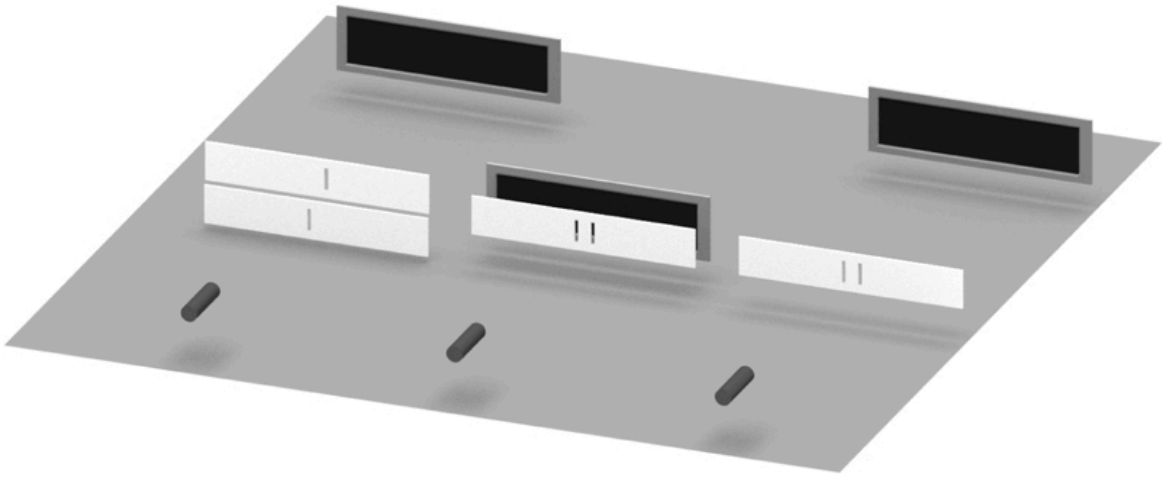
elektronu! A może dałoby się tak skonstruować eksperyment, aby trajektorie elektronów dało się stale obserwować?

Innymi słowy, spróbujmy zamienić się na chwilę z grzecznych, pasywnych potakiwaczy klasycznym eksperymentom fizyki i trochę w nich „pogrzebać". Może uda się „oszukać" mechanikę kwantową i podejrzeć jej sekrety, a może nawet całkowicie zedrzeć z niej zasłonę tajemnicy?

III.1. Trzy eksperymenty

Wróćmy do najprostszej wersji eksperymentu z dwiema szczelinami – tej przedstawionej na Rys. 23, gdy przesłoniliśmy jedną ze szczelin. Jak pamiętamy, rozkład elektronów na ekranie detektora miał postać pojedynczego paska – cząstki uderzały na wprost otwartej szczeliny. Gdyby otworzyć dla odmiany sąsiednią szczelinę i powtórzyć cały eksperyment, pojawiłby się oczywiście drugi pasek naprzeciwko drugiej szczeliny. Połączenie obu wyników w jedną całość – co możemy zrobić „na papierze", sumując wyniki strzelania kolejno do obu szczelin, albo „fizycznie", na przykład naprzemiennie, losowo otwierając zawsze tylko jedną szczelinę – daje nam ostatecznie obraz dwóch pasków. To nasz eksperyment nr 1.

Gdy otworzyliśmy obie szczeliny, powstawał oczywiście „kod kreskowy" – to nasz eksperyment nr 2. A co by było, gdybyśmy postanowili zbliżyć ekran detektora do przegrody z wyciętymi szczelinami – tak, aby wzór interferencyjny nie mógł się rozwinąć po prostu ze względu na brak miejsca? To nasz eksperyment nr 3 – okazuje się, że w takim przypadku, jak można się łatwo domyślić, rzeczywiście powstają dwa „klasyczne" paski naprzeciwko dwóch szczelin.



Rys. 26. Trzy wersje eksperymentu z dwiema szczelinami.

Zauważmy, że choć eksperyment pierwszy i trzeci są zdecydowanie różne, to ich wynik jest jednak identyczny – dwa oddzielne paski. Dlaczego tak jest? Czy istnieje jakaś wspólna cecha tych dwóch ustawień eksperymentalnych? Okazuje się, że tak! Cechą, która je łączy, jest pozyskiwana w wyniku doświadczenia informacja na temat tego, którą ze szczelin przeszedł elektron. Przyjrzyjmy się temu bliżej.

Gdy ekran ustawiony jest bardzo blisko przegrody ze szczelinami, nasz pomiar sprowadza się do dwóch pasków, które zdecydowanie i jednoznacznie dzielą wszystkie zdarzenia na dwie grupy – te, które przynależą do szczeliny prawej, i te, które przynależą do szczeliny lewej. Tak zaprojektowany pomiar dostarcza nam więc informacji o tym, którą szczeliną przeszedł każdy elektron! To zaobserwowane dwa paski są właśnie tą informacją. Informację „lewa” lub „prawa” możemy przypisać do każdego elektronu opuszczającego źródło, ale też możemy na przykład pod koniec eksperymentu podać konkretną liczbę elektronów „lewych” i „prawych”, zliczając plamki należące do odpowiednich pasków. Każdy punkcik na ekranie możemy bez problemu zakwalifikować do pra-

wego lub lewego paska, co jednocześnie klasyfikuje to zdarzenie jako: „przejście szczeliną prawą” i „przejście szczeliną lewą”.

W przeciwieństwie do tego, kiedy ekran jest daleko, a obie szczeliny otwarte, paski zamieniają się w kod kreskowy, co oznacza, że informacja, którą szczeliną przeszedł elektron, została wymazana. W istocie, wybierając pojedynczy punkcik z powstałego kodu kreskowego, nie jesteśmy już dłużej w stanie w żaden sposób odczytać, którą szczeliną przeszedł ów elektron!

W przypadku eksperymentu pierwszego (gdy ekran jest daleko, a my zamkniemy jedną ze szczelin) również posiadamy informację, którą ze szczelin musiał poruszać się elektron, jednak uzyskaliśmy ją w inny, dużo prostszy sposób: w tym przypadku elektron nie miał po prostu żadnego innego wyboru. W efekcie znowu otrzymujemy wzór dwóch pasków, który niesie ze sobą informację o tym, która szczelina była zamknięta, a która otwarta.

Jest to niezwykłe zjawisko – elektron wydaje się zmieniać swoje zachowanie w zależności od tego, jak dużo o nim wiemy! Pomimo tego, że eksperyment pierwszy i trzeci różnią się w wielu zasadniczych kwestiach, to ich wynik jest jednak bardzo podobny. Dzieje się tak, ponieważ w obydwu przypadkach staramy się uzyskać tę samą informację: „którą szczeliną przeszedł elektron?”. Można również zapytać, czy w takim razie kod kreskowy też niesie ze sobą jakąś informację?

Odpowiedź jest twierdząca, choć jest to zupełnie inna informacja, która nie jest obecna we wzorze paskowym – jest nią nic innego, jak odległość pomiędzy poszczególnymi prążkami w obrazie interferencyjnym. Prążki tworzące kod kreskowy mogą być bardziej lub mniej od siebie oddalone, a odległość ta jest ściśle związana z prędkością wylatujących ze źródła elektronów. Związek ten jest bardzo prosty – im szybsze elektrony, tym większe są odległości pomiędzy prążkami – kod kreskowy jest silniej rozszerzony.

Każdy z pomiarów dostarcza nam innej informacji i w pewien sposób związany jest również z tym, jak wyobrażamy sobie naturę obiektów kwantowych. Dwa paski jednoznacznie mówią nam, którą szczeliną przeszedł dany elektron – cząstka ta zostaje więc „zlokalizowana", co związane jest z jej cząsteczkową naturą: to dopiero w jej ramach możemy mówić o czymś takim, jak położenie. Kod kreskowy – przeciwnie – wymaga jakiejś formy „delokalizacji" (czyli „przechodzenia dwiema szczelinami jednocześnie"), dostarcza nam jednak nowej informacji – tym razem o prędkości elektronów.

Gdybyśmy próbowali dalej „testować świat" i wykonywali nasz eksperyment z dwiema (otwartymi) szczelinami, stopniowo oddalając detektor od przegrody, zaobserwowalibyśmy stopniowe przekształcanie się dwóch pasków w prążki interferencyjne: stopniowo uzyskiwalibyśmy więc tak jakby coraz więcej informacji o prędkości, jednak coraz mniej o położeniu. W momencie otrzymania „czystych" prążków interferencyjnych, informacja o położeniu znikłaby całkowicie, jednak dzięki „ostrości" prążków moglibyśmy z dużą pewnością wypowiadać się o prędkości cząstek.

Niezwykle ciekawe jest to, że zarówno jedna, jak i druga informacja znowu odnosi się do pojedynczego elektronu, bo rzeczywiście położenie (prawa lub lewa szczelina) i prędkość (szybsze lub wolniejsze poruszanie się) są atrybutami klasycznie rozumianej cząstki, jednak i tym razem nie potrafimy tej informacji wyczytać, mierząc pojedynczy elektron! Znów zmuszeni jesteśmy do wykonania pełnej statystyki – na wielu w taki sam sposób przygotowanych elektronach – która tylko w taki sposób ostatecznie jest zdolna nam te informacje objawić.

Inaczej mówiąc, nie udała nam się próba „oszukania" mechaniki kwantowej poprzez próbę uzyskania statystycznej informacji o trajektorii elektronu metodą delikatnego manipulowania układem eksperymentalnym. Bez względu na to, czy ekran detektora umie-

ścimy tuż przy szczelinach, czy daleko od nich, zawsze część informacji zostanie uzyskana, a część utracona. W wersji eksperymentu, w której „postawiliśmy" na położenie, przestaje on dawać wynik „kwantowy", tj. prążki interferencyjne znikają. Pojedynczy elektron wydaje się więc „wiedzieć" o tym, jaki wzór powinien budować! Jak pojedyncze cząstki mogą „rozróżnić", czy otwarta jest jedna, czy dwie szczeliny, albo czy ekran ustawiony jest daleko lub blisko?

Problem ten możemy postawić jeszcze ostrzej. Wyobraźmy sobie swobodne przeskakiwanie między eksperymentem nr 1 i nr 3 – ekran detekcyjny jest daleko, a my przed wystrzeleniem kolejnego elektronu przypadkowo otwieramy i zamykamy szczeliny tak, że czasem otwarta jest tylko jedna, a czasem obie. Dokonujemy więc fundamentalnej zmiany w eksperymencie: otwarta pojedyncza szczelina (prawa lub lewa) zbiera informację o położeniu elektronu, a obie otwarte szczeliny ją wymazują. Gdy elektron wylatuje ze źródła, to czy może w jakiś sposób „wiedzieć", z jakim ustawieniem ma aktualnie do czynienia?

A może dałoby się każdy z osobna elektron podejrzeć w trakcie lotu?

III.2. W poszukiwaniu prawdziwej trajektorii elektronu

Dotychczas nie mówiliśmy o tym, ale trajektoria elektronu tak naprawdę może zostać bezpośrednio zaobserwowana! Idea tego typu obserwacji polega na pozostawieniu śladu w otoczeniu, w którym elektron ów się porusza. Do tej pory w żaden sposób śladu takiego nie mogliśmy uzyskać, ponieważ z całą tego świadomością, właśnie po to, aby nie zakłócać swobodnego lotu elektronu, wszystkie eksperymenty przeprowadzaliśmy w środowisku praktycznie wolnym od cząstek, czyli we wspomnianej wcześniej technicznej próżni.

Gdyby jednak powyższe doświadczenia były wykonywane w jakimś gazie (np. w zwykłej atmosferze), wtedy elektrony po drodze zderzałyby się z napotkanymi na swojej drodze obiektami (atomami lub cząsteczkami), oddziałując z nimi za pośrednictwem swojego ładunku elektrycznego. W korzystnych warunkach powoduje to jonizację tych cząstek, a więc wybicie z nich któregoś z ich własnych elektronów – po przejściu „głównego" elektronu pozostaje więc w gazie ślad „rozbitych" cząsteczek. Sama jednak jonizacja gazu nie wystarcza – nie da się po prostu zobaczyć gołym okiem zjonizowanych cząsteczek. Aby naprawdę ujrzeć trajektorię elektronu, należy bezpośrednio po przelocie elektronu gwałtownie obniżyć temperaturę gazu. W praktyce dokonuje się tego poprzez bardzo szybkie rozprężenie takiego gazu, co zgodnie z prawami termodynamiki, jednocześnie powoduje znaczny spadek jego temperatury.

Obniżenie temperatury prowadzi do skroplenia gazu, czyli zmiany jego stanu skupienia z gazowego w ciekły. Podobne zjawi-

sko obserwujemy chuchając podczas mrozu: ciepłe powietrze wydychane z płuc ulega skropleniu po przejściu do zimnego otoczenia i w efekcie widzimy dobrze wszystkim znaną „mgiełkę". Tutaj sytuacja jest analogiczna – gaz wykorzystywany w eksperymencie również ulega skropleniu, jednak dzieje się to „chętniej" w miejscu, w którym znajdują się zjonizowane przez elektron cząstki. Cząstka zjonizowana jest tak zwanym „zarodnikiem" rozpoczynającej się kondensacji. Ostatecznie prowadzi to do pojawiania się skondensowanej pary („mgiełki") dokładnie na linii, po której właśnie przeszedł elektron. Tak zaprojektowana aparatura, służąca do śledzenia torów ruchu naładowanych cząstek, nazywa się komorą Wilsona albo komorą mgłową. Wynikiem tego pomiaru jest jawna obserwacja trajektorii elektronu, które nie wyglądają w takich warunkach tak szczególnie i tajemniczo, jak mogłoby się wydawać po lekturze poprzednich rozdziałów. Są to normalne proste lub zakrzywione linie, czyli coś, czego spodziewalibyśmy się po zwyczajnej, klasycznej cząstce!

Czy w takim razie udało nam się zdemistyfikować całą tajemniczość mechaniki kwantowej? Czy eksperyment ten nie ujawnia w zdecydowany i bezpośredni sposób, że elektron ma naturę czysto cząsteczkową i w żadnym wypadku nie powinniśmy myśleć o nim jak o jakiejś wędrującej i rozmytej fali? Niestety, ale nie. Zgadnijcie bowiem, co dzieje się w przypadku, kiedy przeprowadzimy eksperyment z dwiema szczelinami w komorze Wilsona? Cóż, wyniku można się było chyba spodziewać: „kod kreskowy" w tym przypadku znika! Nie może być inaczej, ponieważ eksperyment wykonywany w komorze Wilsona w jawny i bezpośredni sposób dostarcza informacji o tym, którą szczeliną przeszedł elektron (a nawet jeszcze więcej: otrzymujemy, jak na talerzu, całą historię ruchu takiego elektronu).

Z punktu widzenia teoretycznego oczywiście nie ma tutaj żadnego paradoksu. Po prostu elektron w wyniku zderzeń z innymi

cząsteczkami gazu ulega z chwili na chwilę kolapsowi, co oznacza, że jego funkcja falowa cały czas ulega „ściąganiu” i nie ma czasu prawdziwie się „rozlać” i objawić falowych własności, jak to się dzieje w przypadku jej propagacji w wolnej przestrzeni. Każdy moment zderzenia z którąś z cząstek gazu w komorze Wilsona to jak gdyby kolejny pomiar położenia. To właśnie tego typu efekty mieliśmy wcześniej na myśli, gdy mówiliśmy, że kwantowość elektronów i innych cząstek obdarzonych ładunkiem w pewien sposób ulega zniszczeniu w wyniku oddziaływania z otoczeniem.

Na koniec warto jeszcze wspomnieć, że oddziaływanie z innymi cząstkami zniszczy obraz interferencyjny, nawet jeśli nie postaramy się, aby gaz dodatkowo poddać kondensacji i tym samym zwizualizować przebyte trajektorie. Nawet jeśli my, ludzie, nie potrafimy odczytać jakiejś informacji naszymi makroskopowymi przyrządami, to jeśli tylko jakaś informacja została uzyskana, to – bezwzględnie – obraz interferencyjny musi zniknąć. Nawet jeśli nie potrafimy tego dostrzec, to elektron w wyniku zderzeń pozostawił po sobie „ślad” – zapisał swoje położenie w zjonizowanych cząstkach. To, że nikt nie zadał sobie trudu, aby taką informację odczytać, nie zmienia niczego w całym rozumowaniu.

III.3. Zaobserwować, ale bardzo dyskretnie

Zdesperowani, aby „oszukać" świat przyrody i w jakiś sposób „podejrzeć", co dzieje się pomiędzy działkiem elektronowym a detektorem, możemy spróbować posłużyć się jeszcze inną sztuczką. A co, gdybyśmy – w zwykłej technicznej próżni, która pozwoli funkcjom falowym naszych elektronów na swobodne „rozlanie się" po układzie eksperymentalnym – zamontowali dodatkowy detektorek, który pomógłbym nam zorientować się, którędy właściwie wędrują te tajemnicze elektrony?

Przyjrzyjmy się więc takiej wersji eksperymentu z dwiema szczelinami, w której przy jednej ze szczelin – na przykład przy prawej – ustawiamy dodatkowy mały detektorek. Może być to dokładnie taki sam ekran, na którym wcześniej rejestrowaliśmy paski i prążki, jednak miniaturowy i „przyłożony" do szczeliny – po prostu kawałek materiału pochłaniającego przelatujące przez niego elektrony. W takim razie byłby to więc układ bardzo podobny do przypadku, gdy jedna ze szczelin była po prostu zamknięta – różnica polegałaby tylko na tym, że tym razem dodatkowo rejestrowalibyśmy wszystkie przypadki niedotarcia do ekranu. Nasz detektor może też być jednak sprytnie ukryty za przegrodą, obok szczeliny, i działać choćby w oparciu o strumień fotonów – jak zwykły czujnik optyczny, uruchamiający się, gdy coś na chwilę „zasłoni" promień świetlny. Jak się za chwilę okaże, szczegóły techniczne nie mają znaczenia. O przebiegu eksperymentu decyduje „przepływ" informacji, a nie sposób konstrukcji detektora. Idźmy jednak po kolei.

Istnieją dwie możliwości – albo elektron zostanie zarejestrowany w nowo ustawionym przy prawej szczelinie mini-detektorze,

albo przejdzie na drugą stronę przez lewą szczelinę, nie wszedłszy w ogóle w oddziaływanie z jakimkolwiek dodatkowym sprzętem. Przyjmijmy, że elektron trafił akurat na szczelinę prawą, co zostało odnotowane w postaci sygnału świetlnego. Zgodnie ze słownikiem mechaniki kwantowej powiedzielibyśmy, że doszło do kolapsu funkcji falowej, czyli ściągnięcia elektronu do punktu w miejscu prawej szczeliny.

Druga możliwość jest natomiast taka, że nasz nowy mikro-detektor milczy, co oznacza, że żadna cząstka nie została w nim zaobserwowana. Okazuje się, że brak informacji jest również informacją! To, że mini-detektorek nic nie „zgłosił", oznacza bowiem jednoznacznie, że elektron przeszedł prawą szczeliną i następnie dotarł do ekranu. Zauważmy, że fizyk, który właśnie ten eksperyment wykonuje, wie o tym *a priori* – czyli zanim elektron rzeczywiście dotrze do drugiego ekranu. Wyobraźmy sobie dla wspomożenia wyobraźni, że odległość między szczelinami a ekranem detektora wynosi minutę świetlną. Od momentu, w którym mikrodetektor nie zarejestruje cząstki (choć ta powinna już była dotrzeć do przegrody), fizyk wie już na pewno, że musiała ona przejść przez szczelinę drugą i spokojnie czeka przez minutę na jej zarejestrowanie w odległym detektorze, zastanawiając się tylko, na który konkretnie punkt ekranu padnie.

Pytanie za sto punktów brzmi oczywiście, czy elektrony te utworzą obraz interferencyjny. Mogłoby się wydawać, że gdy mamy do czynienia z detektorem, który nie zasłania szczeliny, elektron przechodzący przez szczelinę „czystą" powinien zachowywać się zupełnie tak samo, jak w zwykłym eksperymencie z dwiema (otwartymi) szczelinami i ostatecznie chętniej padać w miejscach, na które wypadają prążki interferencyjne. Czy detektor, który nie oddziaływał z danym elektronem – o czym przecież wiemy, skoro wydedukowaliśmy z milczenia mini-detektora, że elektron musiał przejść przez szczelinę lewą – może wpłynąć na jego zachowanie?

Wcześniej, kiedy elektron został zarejestrowany przez mini-detektor, powiedzieliśmy, że uległ tam kolapsowi – został ściągnięty do punktu w pobliżu szczeliny prawej. Tym razem elektron nie został zaobserwowany w detektorze, ale właśnie przez to tak samo uległ kolapsowi w drugiej szczelinie, co ostatecznie wpłynęło na jego dalszą historię! Świadczy to o tym, że to sama pozyskana informacja, a nie jakieś fizyczne oddziaływanie z samym elektronem, wywołuje tutaj ten sam kolaps – bez względu na to, czy płynie ona do nas w wyniku rzeczywistego oddziaływania (np. z detektorem), czy właśnie w wyniku braku jakiegokolwiek oddziaływania, a więc wspomnianego na początku oddziaływania „wirtualnego". Zarówno odpowiedź pozytywna, jak i negatywna, dostarcza nam informacji o elektronie, a sama ta informacja wymusza kolaps na funkcji falowej.

Pojawienie się informacji jako czynnika sprawczego w opisie świata nie brzmi dobrze. Z deszczu pod rynnę, chciałoby się rzec. Na poziomie czysto formalnym jest to jednak bardzo prosty, „elegancki" punkt widzenia. W ujęciu matematycznym kolaps jest bowiem niczym innym, jak właśnie zmianą informacji o funkcji falowej, wywołaną pomiarem, który jest z kolei pozyskiwaniem danych o badanym układzie.

Myślę, że na obecnym etapie to nieustanne przeskakiwanie między „poziomem czysto matematycznym", na którym wszystko tak cudownie funkcjonuje, a poziomem „wyobrażeniowym", na którym natrafiamy na coraz to dziwniejsze paradoksy, jest już nieco męczące. Czy nie dałoby się po prostu pogodzić tych dwóch światów?!

Szczęśliwie, posiadamy już teraz odpowiednią bazę wyników eksperymentalnych i zestaw pojęć teoretycznych, aby na spokojnie zmierzyć się z tym pytaniem. Nadszedł czas na interpretacje mechaniki kwantowej.

IV. Interpretacje mechaniki kwantowej

Łukasz Lamża

Eksperymenty, które opisaliśmy w poprzednich rozdziałach, stawiają pod znakiem zapytania nasze głębokie, intuicyjne, „oczywiste" przekonania na temat rzeczywistości. Wróćmy może na chwilę do zasad klasyczności omówionych w rozdziale I, żeby powiedzieć to samo, tylko konkretniej.

Pierwsza z naszych reguł świata klasycznego, czyli zasada realizmu własności, przestaje obowiązywać na przykład wtedy, gdy pytamy, „którą szczeliną przeszedł elektron". W pewnych eksperymentach było to jasno określone, jednak w innych natura ewidentnie nie pozwalała nam na uzyskanie tej informacji. Gdy próbowaliśmy to zrobić, uzyskiwaliśmy w istocie kompletnie inny eksperyment z zupełnie odmiennym wynikiem. Da się więc opisać takie zjawisko fizyczne, w przypadku którego biorące w nim udział obiekty z zasady nie mogą przejawiać konkretnych, jednoznacznie ustalonych własności przez cały czas jego trwania.

Zasada lokalności również stanęła pod znakiem zapytania. Ilustruje to znakomicie choćby foton w eksperymencie Macha-Zehndera, który w stanie superpozycji zostaje jak gdyby „rozsmarowany" po całym układzie eksperymentalnym, a na przebieg eksperymentu wpływa konfiguracja wszystkich elementów należących do tego układu. Do podobnych wniosków prowadzi analiza doświadczenia z dwiema szczelinami – choć elektron, gdy tylko dokonamy na nim jakiegokolwiek pomiaru, wydaje się być maleńką porcją materii, prawidłowe przewidywanie wyniku tego doświadczenia uzyskamy tylko wtedy, gdy założymy, że w jakimś sensie „dostępne" są dla niego obydwie szczeliny, odległe od siebie o dystans astronomiczny, przynajmniej w porównaniu z wynikającym z doświadczeń promieniem elektronu. Gdy tylko próbujemy – czy to teoretycznie, czy eksperymentalnie – „ściągnąć" elektron

w jego miejsce, efekty kwantowe natychmiast znikają: znów zaczynamy więc tak naprawdę wykonywać zupełnie inny eksperyment.

Ostatnia z podstawowych zasad klasyczności, czyli zasada determinizmu, upada chyba najbardziej spektakularnie. To, którą drogą podąży foton po natrafieniu na lustro półprzepuszczalne, jest kompletnie niezdeterminowane przez jego wcześniejszą historię. Wydaje się, że nie ma żadnego określonego powodu (mówiąc zaś klasycznym językiem filozofii, racji dostatecznej), dla którego foton wybiera górną lub dolną drogę, a elektron uderza w ten czy inny punkt na ekranie detekcyjnym. Wszystkie tego typu „wybory" dzieją się całkowicie w sposób losowy, co jest nie tylko potwierdzalne eksperymentalnie, ale wydaje się wręcz być konieczne z perspektywy teoretycznej.

Jeżeli czujesz w tym momencie zagubienie, dezorientację czy nawet gniew, to bardzo dobrze! Pewnym pocieszeniem może być fakt, że ten sam głęboki opór, jaki czuje umysł ludzki w zetknięciu z dziwnością świata kwantowego, przeżywali swego czasu wszyscy najwybitniejsi fizycy dwudziestego wieku. Ów protest rozumu nie wynika z niezrozumienia mechaniki kwantowej; w pełnym sensie ma się on prawo pojawić dopiero po jej zrozumieniu. To właśnie miał na myśli Niels Bohr, gdy – już w 1951 roku, a więc nie w czasach niemowlęctwa mechaniki kwantowej, lecz w momencie, w którym on sam miał już ponad dwie dekady na przemyślenie jej struktury i konsekwencji – powiedział, że „jeśli ktoś nie przeżył szoku po natrafieniu na mechanikę kwantową, oznacza to, że jej nie zrozumiał". Nie znaczy to, że mechanika kwantowa jest teorią „nonsensowną", pozaracjonalną albo wewnętrznie sprzeczną – tylko i wyłącznie tyle, że nie da się jej pogodzić z tym, co mówi o świecie „zdrowy rozsądek", a nawet, zdawałoby się, logika. Im lepsze zrozumienie świata kwantowego, tym bardziej jasne staje

się to, że nie da się o nim mówić i myśleć przy użyciu klasycznych przekonań o naturze rzeczywistości fizycznej.

Wszystko to wydaje się domagać jakiegoś rodzaju przełomu konceptualnego – wyniki eksperymentalne i aparat matematyczny teorii kwantowej trzeba by przelać w nową wizję świata. Jej rozmaite wersje to właśnie interpretacje mechaniki kwantowej.

Zanim jednak wskoczymy w nie z pełną siłą, przenieśmy się jeszcze na chwilę w lata 20. XX wieku, kiedy to naukowcy pokroju Bohra, Heisenberga, Schrödingera czy Einsteina, po raz pierwszy skonfrontowani z nową fizyką, dawali upust swojemu głębokiemu poczuciu zdezorientowania i frustracji. To po prostu nie miało sensu! Czy można jednak obrazić się na wynik eksperymentu?

IV.1. Trudne rozmowy Noblistów

Jeden z twórców mechaniki kwantowej, Werner Heisenberg, w swojej książce *Część i całość* pięknie opisuje emocje, jakie towarzyszyły spotkaniom fizyków w latach 20. XX wieku, kiedy nieklasyczność świata kwantowego stała się oczywista. Na kartach jego książki występują niemal wszyscy wybitni fizycy owego okresu: Wolfgang Pauli, Paul Dirac, Niels Bohr czy Albert Einstein, ale też mniej dziś znani koledzy po fachu młodego, zaledwie dwudziestokilkuletniego Heisenberga.

Zobaczcie, jak wyglądało, oczami młodego Heisenberga, spotkanie Bohra ze Schrödingerem. Panowie spotkali się we wrześniu 1926 roku w Kopenhadze.

> Dyskusje między Bohrem i Schrödingerem zaczęły się już na dworcu w Kopenhadze i trwały każdego dnia od wczesnego rana do późnej nocy. Schrödinger mieszkał w domu u Bohra, tak więc nawet z zewnętrznych przyczyn nie mogło być przeszkody w rozmowach. A chociaż Bohr był w stosunku do ludzi szczególnie taktowny i przyjazny, wydał mi się tutaj prawie bezlitosnym fanatykiem, nie mającym zamiaru nawet na krok ustąpić partnerowi rozmowy, czy też dopuścić do najmniejszej niejasności. Niemożliwe jest odtworzenie tego, z jaką pasją z obu stron prowadzone były dyskusje, jak głęboko zakorzenione były przekonania, które można było wyczuć w zdaniach wypowiadanych zarówno przez Bohra, jak i Schrödingera. [...]
>
> W taki sposób przebiegała dyskusja przez wiele godzin w ciągu dni i nocy, bez osiągnięcia zgody. Po kilku dniach Schrödinger zachorował, może wskutek niezwykłego wysiłku; musiał przeziębiony leżeć w łóżku z gorączką. Pani Bohr pielęgnowała go, przynosiła herbatę i ciasto, ale Niels Bohr siadał na brzegu łóżka i zagadywał: „Musi pan jednak przyznać, że..."[12]

O co właściwie spierali się tak ostro dwaj panowie? W tym przypadku poszło o „skoki kwantowe” – sytuacje, gdy układ przez pewien czas pozostaje w stanie A, potem nagle, w jednej chwili, przechodzi w stan B. Przykładem takiego zjawiska jest choćby mechanizm, dzięki któremu światło emitują zwykłe świetlówki: pewna porcja energii przekazywana jest atomom gazu, które w pewnym momencie oddają tę energię w postaci fotonu. Z jednej strony łamie to nasze oczekiwania odnośnie zasady ciągłości, o której była krótko mowa w rozdziale I – wydaje się kompletnie brakować stanów pośrednich. Naruszone jednak zostają równocześnie zasada determinizmu i zasada realizmu własności, jak to często bywa w przypadku eksperymentów kwantowych. Posłuchajmy może chwilę dyskusji fizyków:

> Schrödinger: „Musi pan przecież zrozumieć, Bohr, że całe to wyobrażenie skoków kwantowych koniecznie prowadzi do nonsensu. Twierdzi się, że elektron w stanie stacjonarnym atomu najpierw porusza się periodycznie po pewnej orbicie, nie promieniując. Nie ma żadnego wyjaśnienia, dlaczego nie powinien promieniować [...]. Potem elektron miałby przeskoczyć z tej orbity na inną, wtedy promieniując. Czy to przejście ma odbyć się stopniowo, czy nagle? Jeżeli odbywa się stopniowo, to elektron musi przecież stopniowo zmieniać częstotliwość obiegu i energię. [...] Jeżeli natomiast przejście takie odbywa się nagle, niejako skokowo, [...] trzeba jednak wtedy zapytać, jak porusza się elektron w czasie skoku. [...] Jakie prawa określają jego ruch podczas skoku? Całe wyobrażenie o skokach kwantowych musi więc być po prostu nonsensem”.
>
> Bohr: „Tak, w tym, co pan mówi, ma pan całkowitą rację. Nie dowodzi to jednak, że nie ma skoków kwantowych. Dowodzi tylko, że nie potrafimy ich sobie wyobrazić, to znaczy, że poglądowe pojęcia, za pomocą których opisujemy zdarzenia życia potocznego i eksperymenty dotychczasowej fizyki, nie wystarczają już do przedstawienia przebiegu skoku kwantowego”[13].

Schrödinger reprezentował w tej rozmowie „obrońcę świata klasycznego” (i być może dlatego właśnie ostatecznie zmogła go go-

rączka?). Zgodnie z zasadą realizmu własności spodziewał się, że elektronowi dokonującemu przeskoku kwantowego powinno dać się przypisać w każdym momencie jednoznacznie określone położenie i prędkość. Coś takiego, jak „przeskok" ze stanu A do stanu B, mówił, może oczywiście nastąpić, jeśli zrozumiemy go po prostu jako bardzo szybkie, a jednak stopniowe, przejście.

Niels Bohr reprezentował zaś stanowisko, zgodnie z którym tego typu fundamentalne intuicje mogą prowadzić nas na manowce. Zaledwie rok później, na konferencji we włoskim mieście Como, Niels Bohr opisał postulat, który określił jako „zasadę komplementarności". Pogodzony z tym, że w świecie kwantowym nie da się uzyskać wszystkich naraz cech świata klasycznego, stwierdził, że trzeba każdorazowo zdecydować się, której z nich potrzebujemy:

> Sama natura teorii kwantowej zmusza nas do tego, abyśmy uznali uporządkowanie czasoprzestrzenne oraz zasadę przyczynowości, których połączenie charakteryzuje teorie klasyczne, za komplementarne, ale wykluczające się nawzajem elementy opisu[14].

Dla Bohra szczególnie istotne było to, aby obydwa obrazy prowadziły do tych samych wyników, tj. abyśmy bez względu na przyjętą „w tle" wizję świata, uzyskiwali z niej poprawne przewidywanie wyników eksperymentalnych. Zgodził się jednak na to, aby świat opisywać przy pomocy dwóch języków, które wydawały się zakładać zupełnie inną wizję rzeczywistości.

Schrödinger nie był jedynym, który czuł się niekomfortowo w obliczu tego typu kompromisów. Einstein przez długie lata uparcie przeciwstawiał się wnioskom płynącym z eksperymentów kwantowych, szczególnie zaś temu, że cząstkom nie wolno czasem przypisać jednoznacznej trajektorii. W 1926 roku zasłużony już wówczas Einstein spotkał się z 25-letnim Schrödingerem i upo-

rczywie próbował zniechęcić go do myślenia o „tajemniczych przeskokach”:

> Po drodze [Einstein] dowiadywał się o przebieg moich studiów i dotychczasowe zainteresowania w fizyce. Gdy jednak przyszliśmy do domu, od razu rozpoczął rozmowę pytaniem dotyczącym założeń filozoficznych moich prób: „To, co pan nam opowiedział, brzmi bardzo niezwykle. Zakłada pan, że w atomie są elektrony i w tym ma pan z pewnością rację. Jednakże tory elektronów w atomie chciałby pan całkowicie usunąć [...]. W takim razie musi pan powiedzieć również: w komorze mgłowej obserwujemy tor elektronu za pomocą komory. W atomie natomiast według pana ma w ogóle nie być torów elektronów. To przecież oczywisty nonsens. Przez proste zmniejszenie przestrzeni, w której porusza się elektron, pojęcie toru nie może przecież stracić mocy”.
>
> Musiałem teraz próbować bronić nowej mechaniki kwantowej. „Na razie jeszcze zupełnie nie wiemy, jakim językiem możemy mówić o zdarzeniach w atomie. Mamy, co prawda, język matematyczny, to znaczy schemat matematyczny, za pomocą którego potrafimy obliczyć stany stacjonarne atomu albo prawdopodobieństwa przejścia z jednego stanu do drugiego. Nie wiemy jednak jeszcze – przynajmniej w ogólnej postaci – jak związany jest ten język ze zwykłym językiem”[15].

Jeszcze dwa lata później, na słynnym Kongresie Solvaya w 1927 roku, gdzie zebrała się śmietanka ówczesnej fizyki, Einstein nie zaprzestał swojej kampanii przeciwko mechanice kwantowej.

> Spory rozpoczynały się zwykle rano, gdy przy śniadaniu Einstein przedstawiał nowy eksperyment myślowy, który jego zdaniem obalał relacje nieoznaczoności. Oczywiście natychmiast rozpoczynaliśmy analizę i w drodze do sali konferencyjnej, w której najczęściej towarzyszyłem Bohrowi i Einsteinowi, osiągało się pierwsze wyjaśnienie, na czym polega problem. W ciągu dnia następowały liczne rozmowy, a z reguły wieczorem dochodziliśmy do tego, że Niels Bohr podczas wspólnego posiłku był zdolny wykazać Einsteinowi, że również i ten eksperyment nie mógłby prowadzić do naruszenia relacji nieoznaczoności. Einstein bywał wtedy trochę zaniepokojony, ale już następnego ranka przy śniadaniu miał gotowy nowy eksperyment myślowy, bardziej skomplikowany od poprzed-

niego, który teraz już naprawdę miał wykazać niesłuszność relacji nieoznaczoności. Z tą próbą nie było, co prawda, wieczorem lepiej niż z poprzednią, a gdy gra ta ciągnęła się już kilka dni, przyjaciel Einsteina, Paul Ehrenfest, fizyk z Lejdy w Holandii, powiedział: „Einstein, wstyd mi za ciebie, argumentujesz teraz przeciwko nowej teorii kwantów dokładnie tak samo, jak twoi przeciwnicy przeciw teorii względności". Jednak nawet to przyjacielskie upomnienie nie potrafiło przekonać Einsteina[16].

Krótko mówiąc, w latach 20. fizycy zostali postawieni w bardzo kłopotliwej sytuacji: język służący do opisu świata klasycznego zaczynał sprawiać kłopoty, gdy przychodziło do opisu eksperymentów z udziałem pojedynczych cząstek. Czysto matematycznie, pojawił się nowy język opisu – który dziś nazywa się czasem „starą mechaniką kwantową", a który przybliżyliśmy w tej książce w rozdziale II.2.

Pojęcie matematyczne to natomiast nie to samo, co pojęcie fizyczne. Sam fakt, że fizycy posługują się pewnym obiektem matematycznym, aby opisywać przebieg pewnego doświadczenia, nie oznacza, że obiektowi temu odpowiada coś rzeczywistego w otaczającym nas świecie. Inaczej mówiąc, pod koniec lat 20. było już wiadomo, że świat kwantowy wymaga od nas wprowadzenia zupełnie nowych pojęć matematycznych: pojawiła się więc nadzieja, że uda się na ich podstawie skonstruować zupełnie nową wizję świata, taką, która pozwoli na opis zjawisk kwantowych wolny od tych wszystkich paradoksów, które nie pozwalały Einsteinowi spokojnie spać. Krótko mówiąc, pojawił się problem z interpretacją mechaniki kwantowej.

IV.2. Interpretacje mechaniki kwantowej – wprowadzenie

Nadszedł chyba moment, żeby w końcu odpowiedzieć na tytułowe pytanie tej książki: co się tak naprawdę dzieje w świecie kwantów? Po lekturze poprzednich rozdziałów powinno być już chyba jasne, że jednoznaczna odpowiedź na to pytanie raczej tu nie padnie. W istocie, całe zagadnienie interpretowania mechaniki kwantowej polega właśnie na tym, aby na podstawie wyników eksperymentalnych (które są znane i niekontrowersyjne) i teorii (która dzisiaj jest już stabilna i zrozumiała od strony czysto matematycznej) odpowiedzieć na to właśnie pytanie: jaki jest ten cały świat kwantowy?

Istnieją dziesiątki interpretacji mechaniki kwantowej, zwłaszcza jeśli liczyć wszystkie warianty głównych odmian oraz wszystkie szczegółowe rozwiązania kwestii technicznych proponowane przez kolejne pokolenia fizyków. My w tej książce ograniczymy się do bliższego omówienia czterech z nich. Są to:

- interpretacja kopenhaska,
- interpretacja fali pilotującej,
- interpretacja obiektywnego kolapsu,
- interpretacja wielu światów.

Można by oczywiście zapytać, czemu te, a nie inne. Odpowiedź jest względnie prosta. Na podstawie tych czterech interpretacji można sobie wyrobić dobre zdanie na temat tego, na czym w ogóle polega problem z interpretacjami, i czym różnią się one

od siebie nawzajem. Co więcej, są to wersje znane, dobrze sformułowane, o silnej tożsamości, a ponadto dwie z nich (kopenhaska i wielu światów) to dziś dwie najpopularniejsze interpretacje w świecie fizyków.

Cóż więcej rzec, bierzmy się do roboty! Aby scharakteryzować te interpretacje, zacznijmy od wymienienia „kości niezgody” – są to Cztery Wielkie Pytania, na które musi odpowiedzieć każdy interpretator mechaniki kwantowej:

- Czy funkcja falowa jest rzeczywista?
- Czy kolaps jest rzeczywisty?
- Czy świat jest deterministyczny?
- Czy istnieją zmienne ukryte?

IV.3. Cztery Pytania

Pytanie pierwsze: czy funkcja falowa jest rzeczywista?

Gdy w rozdziale II i III omawialiśmy funkcję falową, często posługiwaliśmy się obrazem wędrującej przez przestrzeń „chmury". Jest to rzeczywiście względnie dobry obraz tego, czym jest funkcja falowa od strony matematycznej. Gdybyśmy chcieli przedstawić funkcję falową w układzie przestrzennym, kolorując każdy punkt jaśniej lub ciemniej zależnie od tego, jaka jest w tym miejscu jej intensywność, powstały wykres miałby często postać rozmytej chmurki.

To jednak tylko przecież wykres pewnego obiektu matematycznego, a sama „chmurka" nie musi wszakże istnieć. Gdybym naniósł na mapę Polski prawdopodobieństwo zajścia w danym miejscu kradzieży (mapy takie generują kryminolodzy), uzyskałbym obraz pokrywających nasz kraj rozmytych chmurek, koncentrujących się, nawiasem mówiąc, w centrach dużych miast. Nie oznacza to jednak, że nad Polską unoszą się rzeczywiste, fizyczne „chmury kradzieży". To tylko dogodna reprezentacja rzeczywistości zupełnie innego typu.

W kontekście mechaniki kwantowej pojawia się więc pytanie, czy funkcja falowa to wierny obraz pojedynczej cząstki, czy też jest ona tylko wygodną reprezentacją matematyczną, zaś cząstka sama w sobie wcale nie musi być do niej podobna. W pierwszym przypadku można by więc sobie wyobrażać, że cząstka to coś w stylu rozległego obszaru, na którym rozprowadzona jest cała przysługująca jej energia/materia. W szczególnym przypadku fotonu mówilibyśmy po prostu o energii, ewentualnie, gdybyśmy chcieli być nieco bardziej precyzyjni, pewnie odwołalibyśmy się do

opisu pola elektromagnetycznego, snując wizję przypominającą nieco pakiet falowy wspomniany w rozdziale I.2. W przypadku cząstek obdarzonych masą wyobrażalibyśmy sobie pewnie, że masa tej cząstki jest odpowiednio „rozsmarowana" w przestrzeni, zgodnie z rozkładem intensywności funkcji falowej – prawdopodobnie wyrażalibyśmy ten fakt poprzez pojęcie gęstości masy. Podobny los spotkałby ładunek elektryczny, który rozlewałby się w przestrzeni zgodnie z określonym rozkładem gęstości ładunku. Tak czy inaczej, w przypadku każdej cząstki mielibyśmy do czynienia z rozległym, „chmurkowatym", płynnym obiektem wędrującym przez przestrzeń, oddziałującym z otoczeniem na sposób właściwy dla obiektów rozciągłych.

Zauważmy od razu, że jest to wizja stanowiąca ukłon w stronę falowego aspektu mechaniki kwantowej. Wróćmy myślą do eksperymentu Macha-Zehndera. Funkcja falowa fotonu „rozdwaja się" w płytce światłodzielącej? Proszę bardzo, moja „chmurka fotonowa" po prostu się rozdwoiła. W eksperymencie z dwiema szczelinami pojawiają się prążki interferencyjne? Och, nic trudnego, dwa „płaty" mojej chmurki, które opływają cały układ eksperymentalny, po prostu nałożyły się na siebie, a fazy charakteryzujące obydwa te płaty nakładają się na siebie.

Istnieje pewien oczywisty problem z taką odpowiedzią: chmurka taka nigdy nie została zaobserwowana, a cząstki mają dziwną tendencję do przejawiania się wyłącznie w postaci punktowej, zlokalizowanej. Matematycznie, co wyjaśniliśmy już sobie w rozdziale II.5, każda obserwacja wiąże się z kolapsem funkcji falowej. Pytanie o rzeczywistość funkcji falowej prowadzi w ten sposób naturalnie do pytania drugiego: czym właściwie jest ów kolaps?

Pytanie drugie: czy kolaps jest rzeczywisty?

Pytanie to wynika wprost z poprzedniego. Gdyby uznać, że funkcja falowa istnieje naprawdę, tj. że w przestrzeni rozpełzają się

nieustannie chmurko-cząstki, to naturalnie wyłania się pytanie, co się dzieje w momencie zlokalizowania się którejś z tych chmurek w określonym miejscu. Najprostszym wyjściem byłoby wyobrażenie sobie, że chmurka ta błyskawicznie „spływa" w jedno miejsce, zagęszczając się tam i koncentrując.

Można by nawet pokusić się o odnalezienie matematycznego uzasadnienia dla tej wizji. Jak pamiętamy, funkcja falowa może zostać zinterpretowana jako „chmura prawdopodobieństwa". W przypadku eksperymentu z dwiema szczelinami oznacza to, że w pewnym momencie, odpowiadającym, powiedzmy, chwili, gdy cząstka powinna znajdować się już daleko za szczelinami, tuż w pobliżu ekranu, całkowite prawdopodobieństwo znalezienia jej w ogóle gdzieś w pobliżu ekranu jest zbliżone do 100%, jednak po zawężeniu obszaru poszukiwań do wybranego sektora tego ekranu, będzie ono wynosiło, powiedzmy, 10%. Chwilę później jednak uzyskujemy z naszego detektora informację, że cząstka została zaobserwowana w konkretnym miejscu, co sprowadza się tak naprawdę do wyniku „TAK". Jak już mówiliśmy w rozdziale II.3, każdy detektor można sprowadzić do bardzo dużej liczby detektorów, z których każdy daje nam informację „TAK" lub „NIE". Odpowiedź „TAK" to zaś przecież nic innego, jak „100%". Krótko mówiąc, rzeczywiście następuje „koncentracja prawdopodobieństwa" do obszaru odpowiadającego wielkości naszego „mikro-detektora" – w praktyce w przypadku doświadczenia z dwiema szczelinami obszar ten ma rozmiar odpowiadający jednemu „pikselowi" detektora.

To jednak oczywiście tylko opis matematyczny, prawda? Jak przejść od niego do opisu fizycznego? Najprostszym, jak by się zdawało, wyjściem będzie podążenie krok dalej za realistyczną interpretacją funkcji falowej, poprzez realistyczną interpretację kolapsu. Sam proces „zbiegania się" jest oczywiście nieobserwowalny – nie ma nadziei na zaobserwowanie „ściągających do

punktu” strużek funkcji falowej. Raz, proces ten wydaje się następować w jednej chwili, co samo w sobie budzi pewne wątpliwości związane z teorią względności – gdyby funkcja falowa była rzeczywistym „płynem”, który w momencie kolapsu „spływa” do punktu, w którym detektor powiedział nam „TAK”, to czy aby ów „płyn kwantowy” nie porusza się z prędkością przekraczającą prędkość światła w próżni? Dwa, elementarnym aktem obserwacji jest już samo zarejestrowanie cząstki w danym punkcie – nie da się go „rozbić” na mniejsze składowe, a już na pewno nie da się w żaden sposób „przyskrzynić” cząstki, gdy jest jeszcze w stanie „rozlanym”. To musi pozostać w sferze domysłów.

Dużo zależy oczywiście od tego, z jakim nastawieniem podchodzimy do opisu tego zjawiska i jakiego konkretnie użyjemy języka. Zarówno pakiet falowy, jak i jego redukcję, można spokojnie odczytywać albo jako opis procedury matematycznej, albo opis konkretnego zjawiska fizycznego. Oto fragment tekstu, który na ten temat napisał w 1927 roku sam Heisenberg:

> Wyznaczenie położenia oznacza wybór określonego „q” ze wszystkich możliwości i ogranicza wybór we wszystkich późniejszych pomiarach [...]. Wyniki późniejszych eksperymentów można wyznaczyć tylko wtedy, jeśli ponownie przypisze się elektronowi pakiet falowy o rozmiarze λ (długość fali światła użytego w eksperymencie). W ten sposób każde wyznaczenie położenia redukuje pakiet falowy do pierwotnego rozmiaru λ[17].

Prawda, że można go spokojnie zrozumieć na obydwa z tych sposobów? Więcej na ten temat powiemy sobie jeszcze niżej, przy okazji omawiania konkretnych interpretacji.

Pytanie trzecie: czy świat jest deterministyczny?

Mogłoby się wydawać, że wyniki obu opisanych wyżej eksperymentów – Macha-Zehndera i doświadczenia z dwiema szczelinami – nie pozostawiają w tej sprawie miejsca na domysły: pojedyncza cząstka opuszczająca źródło osiągnie określony punkt końcowy tylko z pewnym prawdopodobieństwem. Inaczej mówiąc – w języku, który wprowadziliśmy w pierwszym rozdziale tej książki – te i inne doświadczenia wydają się obalać determinizm świata. Z wniosku tego można próbować się jednak na różne sposoby wykręcić. Aby to zrozumieć, musimy wprowadzić dwa dalsze pojęcia filozoficzne: determinizm (i indeterminizm) może mieć bowiem albo charakter epistemologiczny, albo ontologiczny. To dobry moment, żeby powiedzieć na ten temat nieco więcej.

Epistemologia to dział filozofii zajmujący się wiedzą, poznaniem, pewnością. Stąd przymiotnik „epistemologiczny", który dla filozofa oznacza, że w danym przypadku interesuje nas wyłącznie poziom tego, czego można się dowiedzieć, a nie „świat taki, jakim jest naprawdę". W tym drugim przypadku, gdy będziemy chcieli mówić o świecie, o rzeczach „samych w sobie" – tak, jak je sobie domniemywamy – będziemy używali określenia „ontologiczny", na cześć drugiej wielkiej dyscypliny nauk filozoficznych, ontologii.

Zanim przejdziemy do kwestii determinizmu, warto zobaczyć, jak „pracuje" rozróżnienie epistemologia-ontologia na innym przykładzie, zwłaszcza, że ma on spore znaczenie dla fizyki, również kwantowej. Mowa o redukcjonizmie, o którym również wspomnieliśmy w rozdziale I. Redukcjonizm to przekonanie, że „całość to dokładnie to samo, co suma części", tj. każdy obiekt, zjawisko czy proces da się rozłożyć na części składowe, a wszystkie cechy całości dają się sprowadzić do cech jej części. Nasze nowe rozróżnienie pozwala na nieco dokładniejsze wyrażenie tego poglądu.

Redukcjonizm epistemologiczny oznaczałby pogląd, że świat skutecznie poznajemy, rozkładając go na części składowe, i że tą metodą można uzyskać pełną wiedzę o danym obiekcie. To tak naprawdę zalecenie praktyczne, a nie teza na temat rzeczywistości. Słynnym obrońcą takiego sposobu myślenia był Kartezjusz, który pięknie go opisał w króciutkim traktacie *Reguły kierowania umysłem*[18]. Wyjaśniał tam, że związek pomiędzy dwiema rzeczami należy zawsze rozłożyć na tak wielką liczbę kroczków pośrednich, aby nie było wątpliwości, że coś nam umknęło po drodze. Związek między A i E kryje w sobie tak naprawdę związki A-B, B-C, C-D i D-E i nie da się go zrozumieć, jeśli nie zrozumie się najpierw tych składników.

Redukcjonizm ontologiczny oznaczałby z kolei pogląd, że obiekty złożone nie mają żadnych własnych cech, a tylko „dziedziczą" cechy po swoich elementach składowych. Pogląd ten jeszcze łatwiej zrozumieć, jeżeli się opisze jego przeciwieństwo: emergentyzm. Zwolennicy emergentyzmu uważają, że gdy dochodzi do połączenia się prostych obiektów w jedną wspólną całość, dochodzi do „wyłaniania się" (emergencji) zupełnie nowych zjawisk przyrodniczych, które istnieją tylko i wyłącznie na poziomie całości, ale nie na poziomie części. Słynnym przykładem jest życie, które miałoby być globalną (niektórzy mówią: „holistyczną") właściwością komórki żywej, której nijak nie da się zredukować do właściwości cząsteczek chemicznych składających się na tę komórkę. Debata między emergentystami i redukcjonistami trwa od dziesiątków, jeśli nie setek lat, i nie wydaje się, aby dało się ją w prosty sposób rozwiązać (nawiasem mówiąc, większość naukowców wydaje się sympatyzować raczej z redukcjonizmem).

Dychotomia „epistemologiczny-ontologiczny" w zastosowaniu do problemu determinizmu działa analogicznie. Determinizm epistemologiczny to teza, że jesteśmy w stanie przewidzieć przyszłość na podstawie teraźniejszości. Determinizm ontologiczny to teza,

że powiązanie przyczynowe pomiędzy obecnym stanem świata a przyszłym stanem świata jest jednoznaczne, tj. z bieżącego stanu świata wynika tylko jeden przyszły stan świata. Każdemu z tych stanowisk odpowiada też odpowiedni „indeterminizm".

Te dwa stwierdzenia są na pozór dość do siebie podobne, ale w rzeczywistości można się zgadzać z jednym, ale niekonieczne z drugim. Oto pożyteczna tabelka, która powinna to wyjaśnić:

	determinizm ontologiczny	indeterminizm ontologiczny
determinizm epistemologiczny	DE-DO	DE-IO
indeterminizm epistemologiczny	IE-DO	IE-IO

Przyjrzyjmy się może po kolei tym czterem kombinacjom.

Wersja DE-DO przez długie lata wydawała się wynikać z fizyki Newtona, opisującego świat jako skończony zbiór cząstek o ustalonych położeniach i prędkościach, którego przyszłość całkowicie wynika z jego stanu obecnego. Gdybyśmy tylko poznali położenia cząstek z odpowiednią dokładnością, bylibyśmy w stanie równie dokładnie przewidywać przyszłość. Aż do końca XIX wieku niektórzy optymistyczni fizycy wyrażali właśnie taki pogląd.

Wersja DE-IO jest niemożliwa. Co by więc ona właściwie oznaczała? Człon „DE" oznacza, że jesteśmy w stanie przewidywać przyszłość. Człon „IO" oznacza jednak przecież, że sam świat nie jest zdeterminowany! Hipotetyczny wyznawca „ideologii DE-IO" wierzyłby więc, że choć w świecie obecny jest obiektywny element przypadku czy losowości, a z obecnego stanu świata nie wynika – na najgłębszym poziomie relacji przyczynowych pomiędzy obiektami fizycznymi – jaki ów świat będzie jutro, to człowiek jest w jakiś sposób w stanie to wiedzieć.

Wersja IE-IO na pierwszy rzut oka wydaje się wynikać z opisanych wyżej eksperymentów, a także wielu innych, nieopisanych w tej książce. Zgodnie z tym sposobem myślenia, nasza nieumiejętność przewidzenia, w którym miejscu ekranu światłoczułego wyląduje konkretny elektron wystrzelony tuż przed chwilą z działka elektronowego wynika z tego, że ze stanu elektronu w tym momencie po prostu obiektywnie nie wynika miejsce jego wylądowania. Tej informacji po prostu nie ma w świecie. I choć wydawałoby się, że każda kolejna dekada tylko silniej nas powinna w tym przekonaniu utwierdzać, nie słabnie nadzieja, że z czysto filozoficznego punktu widzenia można się z tego wniosku „wykręcić".

Wersja IE-DO to przekonanie, że pod powierzchnią naszej niewiedzy kryje się tak naprawdę twardo ustalona, zdeterminowana pod każdym względem rzeczywistość. Bardzo szczególna wersja IE-DO, o której szkoda tu nie wspomnieć, wynika z działu fizyki matematycznej, który określa się mianem „teorii chaosu". W skrócie: okazuje się, że nawet w świecie Newtonowskich punktowych cząstek, o całkowicie określonych masach, położeniach i pędach, w pewnych warunkach nawet najdrobniejsze zaburzenie któregoś z tych parametrów będzie z czasem rosło. Oznaczałoby to na przykład, że błędne oszacowanie położenia jakiejś cząstki o jedną setną milimetra nie zostanie „przechowane", tj. moje przewidywanie odnośnie położenia tej cząstki za tydzień również nie będzie dokładne o 1/100 mm, lecz urośnie, potencjalnie aż do rozmiarów całego badanego przeze mnie układu. W praktyce oznacza to na przykład, że dowolnie szczegółowa globalna mapa pogody – rejestrująca z najdrobniejszą dokładnością położenie i kształt każdej chmurki na globie i temperaturę gruntu każdej połaci lądu – i tak nie pozwoli mi na przewidzenie pogody za miesiąc: zaburzenie wynikające choćby z tego, że postanowię nagle wyjść z moją gorącą kawą na balkon, ogrzewając i nawilżając w minimalnym stopniu powietrze nad moim miastem, urośnie z czasem do tego stop-

nia, że może zadecydować o wystąpieniu lub niewystąpieniu huraganu nad Oceanem Spokojnym. Na poziomie atomowym świat taki mógłby jednak być w 100% ustalony i podlegać w pełni deterministycznym prawom fizyki klasycznej! To właśnie klasyczny przypadek IE-DO.

Istnieje parę sposobów, na które można próbować „ocalić" determinizm świata, nie zaprzeczając jednak indeterminizmowi mechaniki kwantowej (czyli indeterminizmowi epistemologicznemu). Najprostszą odpowiedzią na takie wyzwanie są zmienne ukryte.

Pytanie czwarte: czy istnieją zmienne ukryte?

Zmienna ukryta to dokładnie to, co obiecuje nazwa. Przede wszystkim jest to jakiś parametr cząstki kwantowej – „zmienna" w najogólniejszym sensie matematycznym, jak położenie, pęd czy temperatura. Parametr ów jest jednak przed nami „ukryty" – nie znamy jego wartości, nie potrafimy jej ustalić, albo wręcz nie wiemy, że taka zmienna w ogóle istnieje. Tak naprawdę jest ona jednak elementem świata fizycznego i to właśnie ona decyduje o tym, przykładowo, że dany elektron wyląduje ostatecznie w tej, a nie innej części detektora. Nieco wyżej wyraziliśmy problem indeterminizmu w kategoriach „brakującej informacji". Zmienna ukryta zawiera właśnie ową brakującą informację.

Tyle tytułem wprowadzenia. O naszych czterech Wielkich Pytaniach dowiemy się więcej przy okazji prezentowania odpowiedzi na nie, sformułowane w ramach czterech słynnych interpretacji mechaniki kwantowej. Zacznijmy spokojnie, bezpiecznie, od interpretacji kopenhaskiej.

IV.4. Interpretacja kopenhaska

- Czy funkcja falowa naprawdę istnieje? NIE.
- Czy kolaps naprawdę zachodzi? NIE.
- Czy świat jest deterministyczny? NIE.
- Czy istnieją zmienne ukryte? NIE.

Czasem mówi się, że interpretacja kopenhaska to tyle, co sposób rozumienia mechaniki kwantowej opracowany przez Nielsa Bohra i Wernera Heisenberga w II połowie lat 20. XX wieku – stąd zresztą pochodzi jej nazwa. Bohr był Duńczykiem urodzonym w Kopenhadze, który studiował w tym samym mieście i to właśnie na Uniwersytecie w Kopenhadze znalazł swoją pierwszą pracę jako *Privatdozent*, pracując nad matematycznymi podstawami mechaniki kwantowej. Heisenberg był co prawda Niemcem, jednak w latach 1924–1927 kursował regularnie między Getyngą a Kopenhagą, współpracując intensywnie z Bohrem i dyskutując z nim na temat fizyki i jej filozoficznych interpretacji. Mogłoby się więc wydawać, że sprawa jest prosta – tak jednak nie jest.

Po pierwsze, okazuje się, że Bohr i Heisenberg nie zgadzali się w pewnych kluczowych kwestiach filozoficznych. Przykładowo, o ile obaj byli przekonani, że fizycy powinni kierować się tzw. zasadą komplementarności, czyli zgodnością pomiędzy opisem czasoprzestrzennym a opisem zależności przyczynowych, mieli inny pogląd na to, co konkretnie znaczy w tym kontekście „zależność przyczynowa”[19]. Po drugie, wygląda na to, że dwaj panowie nie do końca rozumieli, jakie właściwie poglądy reprezentuje ich adwersarz. Poglądy te zmieniały się oczywiście wraz z rozwojem fi-

zyki, tak więc Heisenberg w swoich tekstach z lat 50. wyraża już inne poglądy niż przed 30 laty, odwołując się jednak do tego, co Bohr twierdził dawno temu, w latach 20. – i dopiero dzisiaj historycy nauki żmudnie rekonstruują przebieg ich debat, odkrywając w nich również rozmaite nieporozumienia i przeinaczenia[20]. Co gorsza, sam termin „interpretacja kopenhaska" pojawił się po raz pierwszy w druku dopiero w 1955 roku[21], co oznacza, że na etapie powstawania tej wizji świata nie była ona w ogóle zdefiniowana jako określony, spójny program.

Krótko mówiąc, trzeba pogodzić się z tym, że tzw. „interpretacja kopenhaska" to do pewnego stopnia twór fikcyjny, tj. nie da się jej w prosty sposób przypisać do konkretnych wypowiedzi określonych fizyków. Jeden z artykułów na ten temat nosi wręcz prowokacyjny tytuł: „Kto wynalazł interpretację kopenhaską? Studium z dziedziny mitologii"[22]. W praktyce jednak termin ten jest znany, popularny i powszechnie używany przez fizyków. Ba, gdy zadać sporej grupce fizyków kwantowych pytanie o to, jakie jest preferowane przez nich rozumienie mechaniki kwantowej, większość odpowie prawdopodobnie: „interpretacja kopenhaska". W sierpniu 1997 roku fizyk amerykański Max Tegmark przeprowadził nieformalne głosowanie na temat interpretacji mechaniki kwantowej, prosząc 48 uczestników konferencji Fundamental Problems in Quantum Theory o opowiedzenie się za którąś z nich. Choć niektórzy fizycy wstrzymali się od głosu, a inni – podobno – głosowali wielokrotnie, dominująca okazała się być interpretacja kopenhaska.

W lipcu 2011 roku na konferencji Quantum Physics and the Nature of Reality, poświęconej właśnie współczesnemu rozumieniu tego, jaki świat „wyłania się" z mechaniki kwantowej, niemiecki fizyk Anton Zeilinger przeprowadził już nieco poważniejszą ankietę[23] pośród 33 uczestników spotkania, do których należeli fizycy, matematycy i filozofowie zajmujący się fizyką kwantową. Na pierwsze miejsce wybiła się interpretacja kopenhaska, pod którą

podpisało się 42% ankietowanych. Nawiasem mówiąc, w obu badaniach najbardziej interesująca jest chyba sama rozbieżność opinii: niemal 100 lat po sformułowaniu matematycznym mechaniki kwantowej, wciąż nie jest dla fizyków jasne, jaki właściwie świat opisuje ta teoria!

Co więc właściwie głosi owa najpopularniejsza z interpretacji? W pierwszym przybliżeniu można by powiedzieć tak: interpretacja kopenhaska to najbardziej ostrożny, najbardziej „instrumentalny" sposób myślenia o mechanice kwantowej. Na pytanie o to, jak pogodzić ze sobą zwykły, codzienny język, odpowiedni do opisu świata klasycznego, z aparatem matematycznym, który wydaje się rysować przed nami obraz świata przedziwnego, paradoksalnego, niezrozumiałego, odpowiedź kopenhaska brzmi: „Jeśli nie musimy, nie łączmy tych rzeczy ze sobą".

Inaczej mówiąc, nie mówmy o świecie na podstawie teorii matematycznych. Teorie fizyczne służą do tego, abyśmy umieli przewidywać wyniki eksperymentów – i robią to świetnie! – a nie do tego, aby wyjaśniać nam istotę rzeczywistości. W 1928 roku Niels Bohr napisał, komentując związki pomiędzy formalizmem teorii kwantowej a pojęciami fizyki klasycznej (a więc po prostu, o czym mówimy stale od początku tej książki, świata codziennego doświadczenia): „Nie ma możliwości, aby było między nimi bezpośrednie powiązanie"[24]. Nie próbujmy więc na siłę „unormalniać" świata kwantowego, wymyślając różnego typu wizje świata łagodzące rozdźwięk pomiędzy klasycznością a kwantowością. Z drugiej strony, nie twórzmy też szaleńczych, paradoksalnych wizji świata kwantowego, opierając się na nowej matematyce. Matematyka ta służy do przewidywania wyników pomiarów. I kropka.

To bardzo twarde i, zdawałoby się, trudne do zaakceptowania postawienie sprawy. Nowa fizyka kusi, aby na jej podstawie „wymyślać świat na nowo". Interpretacja kopenhaska mówi: „Daj spokój". Przekaz ten wyraża się czasem lakonicznie, i niezbyt uprzej-

mie, jako „*Shut up and calculate!*” – „Siedź cicho i licz!”. Ba, niektórzy mówią, że jest to tak naprawdę „nie-interpretacja”, w przeciwieństwie do tych wszystkich „naprawdę interpretacji” (będzie o nich mowa poniżej), które naprawdę próbują nam zaoferować jakąś wizję świata.

Przejdźmy może teraz do naszych Czterech Pytań. Zgodnie z interpretacją kopenhaską funkcja falowa nie jest rzeczywistym obrazem cząstki, a kolaps nie zachodzi naprawdę – nie jest tak jednak dlatego, że mamy jakiś inny, lepszy opis, a raczej dlatego, że mechanika kwantowa jako taka nie powinna być traktowana jako źródło opisu świata. Teoria ta informuje nas, jakie są przewidywane wyniki eksperymentów, i to w sensie statystycznym (!), więc wizualizacja cząstki jako funkcji falowej jest równie nieuprawniona, co każda inna wizualizacja. Masz liczyć, człowieku, a nie wyobrażać sobie elektrony!

Warto przyjrzeć się bliżej, jak wygląda w praktyce odpowiedź przecząca na nasze drugie pytanie. W ramach interpretacji kopenhaskiej towarzyszy temu subtelna, ale jakże znacząca różnica pojęciowa. W rozdziale II.5 wspomnieliśmy, że o kolapsie funkcji falowej mówi się też czasem jako o „redukcji”. O ile słowo „kolaps” kojarzy się z jakimś fizycznym „zapadaniem się”, redukcja nie wywołuje już takich skojarzeń. Taką terminologię stosował właśnie Werner Heisenberg, którego poznaliśmy przed chwilą jako duchowego ojca interpretacji kopenhaskiej.

W wersji „skrajnie matematycznej” można więc z kolapsu uczynić zjawisko czysto matematyczne. Choć nie wchodziliśmy jeszcze w ten temat w niniejszej książce, w ramach mechaniki kwantowej każdy stan kwantowy można przedstawić jako pewien wektor, zaś aktowi obserwacji odpowiada „redukcja” tegoż wektora stanu. Jeszcze jeden kroczek dalej w świat matematyki doprowadzi nas natomiast do uznania, że jest to w istocie proces rzutowania. Owo tajemnicze „ściąganie się” rozległej kwantowej chmurki do punktu

staje się wtedy niczym więcej, jak czysto matematyczną operacją rzutowania wektora. Trzeba przyznać, że po takim postawieniu sprawy trzeba specjalnego wysiłku, aby uznać tę procedurę za realne wydarzenie zachodzące w świecie fizycznym. O ile fizyczne „zbieganie się" jakiejś fali do określonego miejsca da się bez trudu „przetłumaczyć" w głowie na zjawisko fizyczne, to czy „rzutowanie wektora" brzmi jak zdarzenie, w którym biorą udział przedmioty fizyczne znane z życia codziennego? Co więcej, rzutowanie następuje w tym przypadku w przestrzeni abstrakcyjnej (tzw. przestrzeni Hilberta), której nie powinniśmy utożsamiać z otaczającą nas trójwymiarową przestrzenią fizyczną. Wektory stanu nie wskazują więc kierunków w świecie fizycznym, a ich rzutowanie nie oznacza „padania plackiem" na jakąś płaszczyznę! Wszelkie „szybkie skojarzenia" ze zjawiskami mogącymi uchodzić za rzutowanie, jak choćby padaniem cienia na podłogę albo na ścianę, też niestety trzeba odrzucić. Redukcja wektora stanu nie zaprasza do tego, aby ją interpretować jako zjawisko fizyczne. „I dobrze!" – głosi interpretacja kopenhaska.

Tego typu duch niewychodzenia poza aparat matematyczny przyświeca całej interpretacji kopenhaskiej. Świetnie opisuje to Heisenberg w swojej książce *Fizyka a filozofia*[25]. Rozdział tej książki poświęcony interpretacji kopenhaskiej zaczyna się od stwierdzenia, że punktem wyjścia dla zrozumienia mechaniki kwantowej jest uznanie pewnego paradoksu. Każdy eksperyment w fizyce – czy to klasyczny, czy kwantowy – opisujemy przy użyciu języka fizyki klasycznej, a ten opiera się wprost na naszym codziennym doświadczeniu potocznym. Inaczej po prostu nie potrafimy. Paradoks pojawia się, ponieważ stosując ten język, natrafiamy na zjawiska, których nie sposób wytłumaczyć klasycznie: zjawiska kwantowe. Mogłoby się wydawać, że odpowiedzią powinno być „wymyślenie świata na nowo" – opracowanie takiego opisu świata, aby pojawiające się w nim zjawiska przestały być

paradoksalne. Heisenberg odpowiada, że tego właśnie nie wolno nam robić.

Przykładowo, zauważmy, że zarówno opis cząsteczkowy, jak i falowy, mają pewną użyteczność przy przewidywaniu zjawisk kwantowych. Co więcej, możliwe jest wygodne „przeskakiwanie" między tymi opisami przy użyciu prostej procedury matematycznej. Czy powinniśmy wobec tego ukuć jakieś nowe określenie, za pomocą którego wyrażalibyśmy ową „dwoistą" naturę rzeczywistości? Być może terminem takim byłaby „faląstka" (ang. *wavicle*)? Tylko po co? „[M]ożliwość posługiwania się różnymi komplementarnymi opisami znajduje swój odpowiednik w możliwości dokonywania rozmaitych przekształceń aparatu matematycznego. Operowanie komplementarnymi opisami nie stwarza żadnych trudności w posługiwaniu się kopenhaską interpretacją mechaniki kwantowej"[26].

Problem pojawia się tylko wtedy, „gdy zada się słynne pytanie: «Co naprawdę dzieje się w trakcie zdarzenia atomowego»?"[27] Rzecz w tym, że „[n]a podstawie obserwacji uzyskuje się funkcję prawdopodobieństwa – wyrażenie matematyczne wiążące ze sobą wypowiedzi o możliwościach czy też tendencjach z wypowiedziami o naszej wiedzy o faktach. Dlatego też wyniku obserwacji nie możemy całkowicie uprzedmiotowić i nie możemy opisać tego, co «dzieje się» pomiędzy jednym pomiarem a drugim"[28]. Co więcej, nasza matematyka w ogóle nie mówi tak naprawdę o konkretnym zdarzeniu fizycznym: „Funkcja prawdopodobieństwa nie jest opisem określonego zdarzenia – opisem tak często spotykanym w mechanice klasycznej – opisuje natomiast, przynajmniej w trakcie obserwacji, cały zespół możliwych zdarzeń"[29].

Krótko mówiąc, uważna obserwacja świata prowadzi nas do modelu matematycznego, którego nie sposób przetłumaczyć na przedmiotowy język świata, w którym określony przedmiot jest w określonym stanie. Zamiast walczyć z tym wnioskiem, powołu-

jąc do życia rozmaite nowe obiekty, mające rzekomo wypełniać świat, Heisenberg zaleca milczenie. „W związku z tym proponowano całkowicie odejść od pojęć klasycznych, przypuszczano bowiem, że radykalna zmiana pojęć, którymi posługujemy się opisując doświadczenia, umożliwiłaby powrót do niestatystycznego i w pełni obiektywnego opisu przyrody. Propozycje tego rodzaju były jednakże wynikiem niezrozumienia rzeczywistego stanu rzeczy. Pojęcia fizyki klasycznej to nic innego jak sprecyzowane i wysubtelnione pojęcia języka potocznego; stanowią one istotną część składową aparatury pojęciowej wszystkich nauk przyrodniczych [...]. Nie ma sensu dyskutować na temat tego, co by było, gdybyśmy byli innymi istotami, niż jesteśmy”[30].

Szczegółowe odpowiedzi na nasze Cztery Pytania wynikają już tak naprawdę z ogólnego nastawienia zwolenników interpretacji kopenhaskiej. Formalizm matematyczny nie mówi nam nic na temat konkretnego zachowania się konkretnej cząstki kwantowej – w oczywisty sposób jej zachowanie nie jest więc deterministyczne. Formalizm nie przewiduje istnienia zmiennych ukrytych? Nie mówmy więc o ich występowaniu w świecie. Heisenberg w ósmym rozdziale swojej książki, w którym odpowiada na zarzuty przeciwników interpretacji kopenhaskiej, bardzo stanowczo protestuje przeciwko wszelkim tego typu wynalazkom:

> [W]szyscy przeciwnicy interpretacji kopenhaskiej zgadzają się ze sobą przynajmniej w jednej sprawie: byłoby, ich zdaniem, rzeczą pożądaną powrócić do takiego pojęcia rzeczywistości, które znane jest z fizyki klasycznej, lub – posłużmy się tu ogólniejszą – terminologią filozoficzną – do ontologii materialistycznej. Woleliby oni powrócić do koncepcji obiektywnego, realnego świata, którego najmniejsze cząstki istnieją obiektywnie w tym samym sensie, jak kamienie lub drzewa, niezależnie od tego, czy są przedmiotem obserwacji. Jest to jednakże, jak mówiono już w pierwszych rozdziałach, niemożliwe, a przynajmniej niezupełnie możliwe, ze względu na naturę zjawisk mikroświata. Zadanie nasze nie po-

lega na formułowaniu życzeń dotyczących tego, jakie powinny być zjawiska mikroświata, lecz na ich zrozumieniu[31].

Jak widać, interpretacja kopenhaska stanowi więc tak naprawdę szczególnego rodzaju unik: świadome wstrzymanie się od konstruowania zupełnych, spójnych wizji świata. Jedną z przyczyn jej popularności jest pewnie to, że próba stworzenia takiej wizji, a więc utworzenia autentycznej interpretacji, zawsze prowadzi do pewnych problemów. Zacznijmy może od pierwszej, względnie niewinnej metody złagodzenia paradoksalnych konsekwencji mechaniki kwantowej.

IV.5. Interpretacja obiektywnego kolapsu

- Czy funkcja falowa naprawdę istnieje? TAK.
- Czy kolaps naprawdę zachodzi? TAK.
- Czy świat jest deterministyczny? NIE.
- Czy istnieją zmienne ukryte? NIE.

Ideę obiektywnego kolapsu łatwo zrozumieć, jeśli tylko wyjdziemy od problemu, który chcieli rozwiązać twórcy tej interpretacji. Choć wymienia się wielu jej ojców, dla naszych potrzeb „twarzą" tej interpretacji może zostać Giancarlo Ghirardi, zmarły niedawno (w 2018 roku) włoski profesor fizyki. Był on współtwórcą jednej z najsłynniejszych wersji modelu z obiektywnym kolapsem, tzw. teorii Ghirardi-Rimini-Webera (GRW), opublikowanej w 1985 roku[32]. Co istotne, pisywał też na tematy z zakresu filozofii fizyki i był autorem sporego artykułu przeglądowego na temat „swojej" interpretacji mechaniki kwantowej[33], opublikowanej w jednej z najważniejszych encyklopedii filozoficznych – *Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Takich fizyków lubimy!

Kluczowym problemem mechaniki kwantowej, który nie dawał spać po nocach Ghirardiemu i jego współpracownikom, było „rozpełzanie się" kwantowych ewentualności, zwłaszcza gdy zahacza ono o skalę makroskopową. Wróćmy choćby pamięcią do eksperymentu Macha-Zehndera: na etapie, na którym foton pokonał mniej więcej połowę odległości pomiędzy źródłem a detektorami, jego funkcja falowa obejmuje już cały stół eksperymentalny: na pierwszym lustrze półprzepuszczalnym mógł wszak wybrać jedną z dwóch prostopadłych dróg. O ile jednak tego typu współwystę-

powanie wielu ewentualności może „ujść”, gdy zachodzi na poziomie nieobserwowalnych, mknących przez przestrzeń cząstek, staje się kłopotliwe, gdy odpowiada im jakiś duży, obserwowalny gołym okiem stan makroskopowy.

Zauważmy, że zderzenie się fotonu z którąś z cząstek składających się na detektor również jest procesem kwantowym; podobnie wędrówka przez kabel elektronów przenoszących sygnał o tym zderzeniu do wyświetlacza informującego nas, czy zarejestrowano zderzenie. Naprawdę skrupulatny fizyk nigdy tak naprawdę nie natrafiłby na moment, w którym procesy kwantowe nagle przestają być kwantowe – wyświetlacz również przecież można opisać jako potężny agregat cząstek elementarnych. Dlaczego więc właściwie nie obserwujemy „nałożenia się” na siebie dwóch ewentualności, np. wyświetlacza będącego w „superpozycji” stanów „TAK” i „NIE”? Ten sam problem, nawiasem mówiąc, leży u podstaw słynnego paradoksu kota Schrödingera, do którego wrócimy za chwilę, w rozdziale „Uklasycznienie”.

Ghirardi nie mógł pogodzić się z promowaną w ramach interpretacji kopenhaskiej ideą, aby kolaps funkcji falowej (albo, mówiąc inaczej, jej „redukcję”) traktować po prostu jako operację matematyczną, która zostaje w dogodnym momencie przeprowadzana na swobodnie „rozlewającej się”, zgodnie z równaniem Schrödingera, funkcji falowej. Rozbicie świata na te dwa kompletnie odmienne procesy, w dodatku bez żadnego solidnego uzasadnienia fizycznego, prowadzi, jego słowami, do „żenujących konsekwencji”, pośród których szczególnie bolesne jest „rozmywanie się” rzeczywistości makroskopowej, nie mówiąc już o samym fakcie, że to fizyk decyduje, po prostu stawiając odpowiednie znaczki na papierze, który proces kwalifikuje się jako „akt obserwacji”. „Mechanika kwantowa to teoria”, żali się Ghirardi, „która świetnie przewiduje, co zaobserwujemy, ale ma poważne problemy z wyjaśnieniem, co jest”[34].

Prostym sposobem na poradzenie sobie z tym problemem jest nieznaczne rozszerzenie formalizmu matematycznego mechaniki kwantowej tak, aby „skupianie się" rozlewającej się po świecie funkcji falowej stało się realnym, fizycznym zjawiskiem. Inaczej mówiąc, nie jest ono jednorazowym, nagłym wkroczeniem zupełnie odmiennego porządku w świat gładko, deterministycznie ewoluującej funkcji falowej – redukcja jest realnym procesem fizycznym.

Najprostszy model tego typu, który Ghirardi określa jako „mechanikę kwantową ze spontanicznymi lokalizacjami" (*Quantum Mechanics with Spontaneous Localizations*, QMSL), przewiduje, że z częstotliwością *f* każda cząstka elementarna doznaje „spontanicznego procesu lokalizacji", nazywanego też obrazowo „uderzeniem" (*hitting*). W wyniku tego typu „puknięcia" następuje zawężenie się położenia tej cząstki do obszaru o rozmiarach *d*. Matematycznie, następuje to poprzez pomnożenie jej funkcji falowej przez funkcję Gaussa. Jest to bardzo prosta funkcja, której wykres określany jest jako krzywa dzwonowa – ma ona pojedyncze maksimum w określonym punkcie, po czym łagodnie spada do zera we wszystkich kierunkach. W praktyce oznacza to, że „puknięta" funkcja falowa szybko zanika na wszystkich obszarach odległych od „punktu uderzenia" o więcej niż *d*, a jej intensywność „kumuluje się" wokół miejsca puknięcia.

I tyle.

Jest to, wbrew pozorom, bardzo skuteczny sposób rozwiązania problemu „rozlewania się" funkcji falowej w rzeczywistość klasyczną. Przy odpowiednim doborze *d* i *f* można uzyskać to, co najlepsze z dwóch światów: kwantowego i klasycznego. Jeśli *f* będzie odpowiednio małe, to pojedyncza cząstka, biorąca choćby udział w eksperymencie Macha-Zehndera, niemal zawsze zrealizuje wszystkie normalne zjawiska kwantowe, ponieważ jej funkcja w niezaburzony, w pełni kwantowy, nielokalny sposób przemierzy

cały układ eksperymentalny. Z drugiej strony, astronomiczne liczby cząstek składające się na wyświetlacz, wskazówkę sprzętu pomiarowego (albo kota), niemal na pewno zaznają w ułamku sekundy przypadkowego „puknięcia", bezpiecznie się lokalizując, zanim na naszych oczach świat ulegnie upiornemu rozmyciu. Oddajmy zresztą głos Ghirardiemu.

> Po przyjęciu tych założeń możemy teraz wybrać parametry *d* i *f*, tj. dokładność lokalizacji i średnią częstotliwość lokalizacji. [...] Parametry te można dobrać tak, że przewidywania kwantowe na temat układów mikroskopowych pozostaną słuszne, podczas gdy kłopotliwe superpozycje makroskopowe w sytuacjach typu pomiaru zostaną bardzo szybko stłumione. I rzeczywiście, po przyjęciu ujednoliconej dynamiki obejmującej wszystkie procesy fizyczne, poszczególne przedmioty makroskopowe nabierają ustalonych własności makroskopowych. W modelu GRW zaproponowaliśmy następujące wartości:
>
> $f = 10^{-16}\ \mathrm{s}^{-1}$
>
> $d = 10^{-5}$ cm
>
> Po ich przyjęciu okazuje się, że układ mikroskopowy zaznaje lokalizacji, średnio, raz na sto milionów lat, podczas gdy układ makroskopowy mniej więcej raz na 10^{-7} sekundy. W nawiązaniu do wyzwania [...] przedstawionego przez Schrödingera w postaci jego słynnego kota, J.C. Bell komentuje to tak: „[W ramach QMSL] kot nie jest jednocześnie martwy i żywy przez dłużej niż ułamek sekundy".

Zobaczmy teraz, jak w tym świetle przedstawia się eksperyment z dwiema szczelinami. Ponieważ funkcja falowa w myśl tej interpretacji naprawdę istnieje, powinniśmy wyobrazić sobie elektron jako rozmytą chmurę (podobnie opisywaliśmy cząstkę w rozdziale II.5). Jest to obiekt „realnie zdelokalizowany" i takim pozostaje aż do momentu zajścia fizycznego procesu kolapsu, który „ściągnie" go z powrotem do punktu. Póki co mknie ona w kierunku szczelin, następnie rozszczepia się na nich i nakłada sama na siebie, aby ostatecznie paść na ekran, z różną intensywnością w różnych jego regionach.

„Chmura elektronowa” zderza się z ekranem, co odbywa się w wielu punktach jednocześnie – ponieważ mogą zostać wzbudzone liczne „komórki” („piksele”) na powierzchni detektora, wszystkie te „punkty reakcji” zaczynają współistnieć w globalnym stanie superpozycji. Nic nie gwarantuje więc, że kolaps nastąpi dokładnie w momencie zetknięcia się „czubka” nadciągającej funkcji falowej z powierzchnią detektora! W klasycznej mechanice kwantowej, na poziomie czysto matematycznym, orzeklibyśmy po prostu, że ten właśnie moment definiujemy jako nasz „pomiar”, dokonalibyśmy więc spokojnie redukcji wektora stanu, czemu towarzyszy już nieco bardziej fizyczny proces „ściągnięcia” funkcji falowej do punktu. To, nawiasem mówiąc, stanowi tradycyjny słaby punkt mechaniki kwantowej: czemu ten moment, a nie inny? Skoro może istnieć superpozycja różnych położeń elektronu, to dlaczego nie może istnieć też superpozycja pobudzeń różnych „pikseli” detektora, a następnie superpozycja różnych wskazań całej aparatury pomiarowej i ostatecznie stanów mózgu człowieka, który ów detektor ogląda? Więcej na ten temat powiemy w rozdziale V.

Teoria GRW dusi ten problem w zarodku, przewidując, że ze względów czysto statystycznych superpozycja taka musi zostać skolapsowana w astronomicznie szybkim czasie. Choć może więc nastąpić nieznaczne „przelanie się” stanu superpozycji na pierwsze warstwy atomów detektora, z każdą kolejną setką atomów włączonych w tę superpozycję rośnie prawdopodobieństwo, że któryś z nich spontanicznie zazna „uderzenia” i rzeczywistość ulegnie błyskawicznej „konkretyzacji”. Do nas samych – makroskopowych obserwatorów – dotrze więc już jeden tylko widok klasycznego, zlokalizowanego punkcika na ekranie.

Nawet po tak krótkim wprowadzeniu można się chyba domyślić, na czym polegają zasadnicze zalety i wady obiektywnego kolapsu. Zaleta jest głównie koncepcyjna: włączenie czynnika probabili-

stycznego do równania ewolucji funkcji falowej sprawia, że mechanika kwantowa jest teraz „jednorodnie probabilistyczna” i nie trzeba troszczyć się o to, dlaczego właściwie dochodzi do kolapsu. Zabezpieczona jest też klasyczność świata makroskopowego, który jednak został jawnie odarty z determinizmu – obiektywny kolaps jest tym elementem rzeczywistości, który nie poddaje się klasycznej przyczynowości.

Warto również wspomnieć, że istnieją propozycje eksperymentalnej weryfikacji teorii obiektywnego kolapsu[35], w związku z czym – jeśli się zgodzić, że są one poprawnie sformułowane – można by o niej mówić jako o pełnoprawnej hipotezie naukowej. Skale czasowe spontanicznego kolapsu przewidywane przez niektóre wersje modelu GRW dają możliwość wykonania realnego eksperymentu. Załóżmy, przykładowo, że rozważamy foton z doświadczenia Macha-Zehndera w stanie superpozycji dróg dolnej (D) i górnej (G). Hipoteza obiektywnego kolapsu mówi nam, że po odpowiednio długim czasie układ powinien spontanicznie skolapsować do tylko jednej z nich – D lub G. To ma zaś konsekwencje eksperymentalne: jeśli obie drogi skrzyżujemy jeszcze przed fizycznym kolapsem, to powinniśmy uzyskać interferencję, gdy zaś krzyżowanie wykonamy po kolapsie, to o interferencji nie może być już mowy, ponieważ foton trafi do ostatniej płytki światłodzielącej ze strony jednej, określonej drogi (tej, na której się zlokalizował). W ramach modelu GRW pewien procent eksperymentów powinien dawać wynik „klasyczny” – tym większy, im więcej czasu damy cząstkom na swobodną podróż przez przestrzeń.

Problem polega oczywiście na tym, że w podstawowej wersji modelu GRW parametry *f* i *d* z niczego nie wynikają. Innymi słowy, nie jest przewidywana określona częstość zachodzenia obiektywnego kolapsu, lecz sam fakt, że do niego dojdzie. Wynik negatywny („zawsze dochodzi do interferencji”) może więc zostać zinterpretowany tak, że po prostu *hitting* zachodzi rzadziej, niż by

to pozwolił wykryć ten konkretny eksperyment. W modelu tym jest więc sporo arbitralności. Zresztą, samo wprowadzenie do równań fizyki kwantowej nowego elementu można uznać po prostu za sztuczkę matematyczną. Skoro spontaniczna lokalizacja miałaby stanowić realne zjawisko fizyczne, to jakie jest jego źródło? Co tak naprawdę powoduje obiektywny kolaps? I skąd wynikają parametry *f* i *d*?

Metodą na uwiarygodnienie interpretacji obiektywnego kolapsu byłoby przedstawienie teorii „głębszej", z której wynikałoby przynajmniej samo zachodzenie spontanicznego kolapsu, a w idealnym przypadku również jego częstość i inne kluczowe parametry teorii.

Jest wiele prób dostarczenia tego typu teorii uzasadniającej. Wspomnijmy tylko o jednej możliwej odpowiedzi, promowanej przez brytyjskiego matematyka i fizyka Rogera Penrose'a. Penrose spędził co prawda większość swojego życia zawodowego, pracując nad ogólną teorią względności, jednak jego zainteresowania podstawami fizyki doprowadziły go szybko również do problemu kolapsu. Dziś Penrose uważany jest za jednego z głównych zwolenników interpretacji obiektywnego kolapsu.

Opisywane przez niego rozwiązanie odwołuje się do ogólnej teorii względności. Można o nim poczytać w zasadzie we wszystkich jego książkach adresowanych do szerokiego odbiorcy[36], jednak jego pierwsza rygorystyczna wersja ukazała się w 1996 roku[37]. Penrose zauważa, że gdy przechodzimy od dwóch różnych stanów mikroskopowych (np. cząstki znajdującej się w jednej lub drugiej części stołu) do dwóch różnych stanów makroskopowych (np. kota stojącego sobie spokojnie w pudełku eksperymentalnym albo leżącego na jego dnie), konieczne staje się wzięcie pod uwagę efektów grawitacyjnych. Superpozycja dwóch różnych położeń kota to tak naprawdę superpozycja dwóch różnych konfiguracji masy, a więc – zgodnie z teorią Einsteina – dwóch

różnych geometrii czasoprzestrzeni. Ponieważ dwa takie stany mają w ogólności różną energię, układ ów powinien być, zdaniem Penrose'a, nietrwały, a więc po pewnym czasie nastąpi spontaniczny „rozpad" owej superpozycji i zrealizowany zostanie tylko jeden stan makroskopowy.

Ponieważ nie istnieje jeszcze powszechnie uznany aparat matematyczny, pozwalający na swobodne żonglowanie mechaniką kwantową i ogólną teorią względności (nie ma na przykład żadnego standardowego sposobu nawet na wyrażenie samej idei „superpozycji stanów czasoprzestrzeni"), Penrose musiał opracować dla potrzeb swojej propozycji roboczy, „półklasyczny" model fizyczny. Porównywane są w nim dwie konfiguracje masy, różniące się położeniem małej „grudki" (*lump*) materii. Ponieważ im większa owa „grudka", tym większe energie pola grawitacyjnego, a więc i tym silniejsza niestabilność, model Penrose'a prowadzi do tego samego typu przewidywań, co model Ghirardiego-Rimini-Webera: pojedyncza cząstka powinna zachowywać się na sposób zasadniczo kwantowy, jednak obiekty widoczne gołym okiem – na sposób zasadniczo klasyczny:

> Pomimo tego typu niejasności jest jednak możliwe oszacowanie, dla rozmaitych warunków, przewidywanego tempa redukcji wektora stanu wywoływanej grawitacyjnie. Dla pojedynczego protonu możemy spodziewać się, że stan będący superpozycją dwóch położeń przestrzennych rozpadnie się do jednego lub drugiego położenia z grubsza w skali kilku milionów lat. W przypadku drobiny wody o promieniu 10^{-5} cm, skala czasowa wynosi mniej więcej godzinę; dla pyłka o promieniu 10^{-3} cm jest to około jedna milionowa sekundy. Te wyniki wydają się dość rozsądne [...] [38].

Tego typu rozwinięcia standardowej mechaniki kwantowej mogą wydawać się bardzo odważne – to jednak tak naprawdę względnie ostrożny krok ku „rozsądnej" wizji świata kwantowego. Dlaczego właściwie nie mielibyśmy umieścić w głębinach mikro-

świata czegoś na kształt zupełnie normalnego, klasycznego świata, w którym kolaps funkcji falowej nie tylko jest realnym wydarzeniem, ale ponadto pozbawionym w ogóle przypadkowości?

IV.6. Interpretacja fali pilotującej

- Czy funkcja falowa naprawdę istnieje? TAK.
- Czy kolaps naprawdę zachodzi? TAK.
- Czy świat jest deterministyczny? TAK.
- Czy istnieją zmienne ukryte? TAK.

Na pierwszy rzut oka – tylko na podstawie podanych tu odpowiedzi na nasze Cztery Pytania – mogłoby się wydawać, że interpretacja fali pilotującej wprowadza nas w świat całkowicie odmienny od interpretacji kopenhaskiej, jeśli nie sprzeczny z samymi fundamentami mechaniki kwantowej. Zacznijmy więc może od krótkiego uspokojenia: wbrew pozorom, fizycy poszukujący odmiennych wizji świata kwantowego zwykle nie kłócą się z pewnymi fundamentalnymi prawdami o świecie. Przede wszystkim, zgadzają się – bo w przeciwnym razie byliby po prostu szaleńcami – na wyniki eksperymentów. Jeśli więc chodzi o podstawowe cechy świata przejawiające się w klasycznych eksperymentach omówionych w poprzednich rozdziałach tej książki, interpretacja fali pilotującej prowadzi do dokładnie tych samych przewidywań, co „standardowy" formalizm mechaniki kwantowej. Ba, fala pilotująca narodziła się tak naprawdę jako alternatywny sposób wyrażenia tegoż właśnie klasycznego formalizmu kwantowego. Idźmy jednak po kolei.

Za „dziadka" tej interpretacji uważa się czasem samego Alberta Einsteina. Jak już wspomnieliśmy o tym wyżej w rozdziale IV.1, Einstein przez długie lata zaciekle protestował przeciwko „kwantowości świata kwantowego", proponując niezliczone argumenty, za-

równo filozoficzne, jak i fizyczne, mające wykazać jej błędność. Jedną z takich propozycji przedstawił w latach, w których mechanika kwantowa tak naprawdę jeszcze nie powstała, jednak świat fizyki żywo dyskutował kłopotliwe wyniki eksperymentów z interferencją pojedynczych fotonów – te same doświadczenia, które omawialiśmy wcześniej w tej książce. Eugene Wigner, który przez długie lata był jego przyjacielem, wspominał, że w bliżej nieokreślonym czasie, prawdopodobnie w latach 20. XX wieku, Einstein bawił się modelem, w którym pojedynczy foton jest „sterowany" przez specjalne pole, które określał jako *Führungsfeld*, czyli „pole wiodące", ew. „pilotujące"[39]. Pole to miałoby ewoluować zgodnie z prawami elektromagnetyzmu, jednak samo pozostawać „w tle" zdarzeń. Choć Einstein ponoć osobiście bardzo lubił ten model, a niektórzy jego koledzy, zwłaszcza Max Born, również odwoływali się czasem do *Führungsfeld*, pole to nigdy nie pojawiło się w żadnej publikacji naukowej Einsteina.

Prawdziwym ojcem fali pilotującej stał się ostatecznie młody francuski fizyk Louis de Broglie, który tuż po opisaniu przez Schrödingera jego równania ewolucji funkcji falowej (co miało miejsce w 1926 roku) odkrył, że można je w duchu propozycji Einsteina uzupełnić o jeszcze jedno równanie, uzyskując kompletny opis świata cząstek. Już w maju 1927 roku w czasopiśmie „Journal de Physique" ukazał się jego artykuł[40] na ten temat.

De Broglie rozpoczyna od opisania całkowicie klasycznej cząstki punktowej o określonej masie, przedstawiając następnie matematyczny opis jej ruchu w obecności funkcji Ψ (psi), rozciągającej się już w całej przestrzeni i zachowującej się na sposób falowy, zupełnie jak funkcja falowa u Schrödingera. Funkcja ta wpływałaby na ruch cząstki zgodnie z określonym równaniem, kluczowym dla całej jego propozycji – nie otrzymało ono żadnej dumnej nazwy i w artykule określane było po prostu jako „równanie nr 51". De Broglie wykazał też, że gdyby wpuścić do przestrzeni chmurę tego

typu punktowych cząstek, to udałoby się odtworzyć wyniki znanych wówczas eksperymentów kwantowych. W istocie, dowiódł więc po prostu matematycznie, że – wbrew przypuszczeniom jego kolegów po fachu – da się pogodzić równania falowe mechaniki kwantowej z obecnością dobrze zlokalizowanych cząstek punktowych. Pod koniec swojego artykułu wyjaśnił też wprost swoją motywację:

> [M]ożna przyjąć następujący punkt widzenia: najpierw założy się istnienie, jako osobnych realności, zarówno punktu materialnego, jak i ciągłej fali reprezentowanej przez funkcję Ψ, a następnie przyjmie się postulat, że ruch punktu jest determinowany [...] przez równanie (51). W takim przypadku ciągła fala wydaje się kierować ruchem cząstki. Jest to fala pilotująca (*l'onde pilote*)[41].

Artykuł de Broglie'a wywołał wielkie zainteresowanie fizyków, zmagających się wówczas po raz pierwszy z pełnym brzemieniem paradoksalnych konsekwencji mechaniki kwantowej. Wolfgang Pauli napisał w liście do Nielsa Bohra, że „w ostatnim numerze «Journal de Physique» ukazał się artykuł de Broglie'a. [...] de Broglie stara się w nim pogodzić całkowity determinizm procesów fizycznych z dualizmem między falami i korpuskułami. [...] Nawet jeśli ten artykuł jest błędny (a mam nadzieję, że tak naprawdę jest), mimo wszystko obfituje w nowe idee i jest bardzo precyzyjny, i na znacznie wyższym poziomie niż te dziecinne artykuły Schrödingera"[42].

Model fali pilotującej spotkał się z tak dużym zainteresowaniem, że jego autorowi pozwolono na przedstawienie go publicznie na najbardziej prestiżowej konferencji naukowej tych czasów: piątym kongresie Solvaya, zorganizowanym w październiku 1927 roku. Na konferencję tę zaproszono 29 osób, stanowiących śmietankę ówczesnego świata fizyki: byli tam m.in. Schrödinger, Pauli, Brillouin, Debye, Compton, Born, Bohr, Planck i Einstein. Siedemnaścioro

z tego grona zostało ostatecznie uhonorowanych Nagrodą Nobla (Maria Curie-Skłodowska, jako jedyna w tym towarzystwie, otrzymała tę nagrodę dwukrotnie; była też jedyną kobietą na konferencji).

Dyskusja, która nawiązała się po prezentacji de Broglie'a, zadecydowała ostatecznie o losach fali pilotującej. De Broglie, przedstawiwszy swoje równania, stwierdził, że fala Ψ, „o której mówią wszyscy moi uczeni koledzy", stanowi zarówno zwyczajną „falę prawdopodobieństwa", jak i „ową falę pilotującą (*Führungsfeld*) Mr. Borna"[43]. Przebieg późniejszej dyskusji do dziś budzi spory wśród historyków nauki. Wiadomo, że była ona żywiołowa i że z krytyką modelu de Broglie'a wystąpili między innymi Max Born, Wolfgang Pauli i Léon Brillouin, powątpiewając, czy model ten poprawnie opisuje rozpraszanie się elektronów na atomach. Wiadomo też, że odpowiedź de Broglie'a, zwłaszcza na zarzuty nieustępliwego Pauliego, nie wywołała dobrego wrażenia na zgromadzonej w sali publiczności. Historycy sprzeczają się natomiast, czy wynikało to z niekompetencji de Broglie'a[44], czy też po prostu z jego braku charyzmy[45]. Jak było naprawdę, pewnie nigdy się nie dowiemy, wiadomo jednak, że fala pilotująca po kongresie Solvaya na długie lata popadła w niepamięć – w przeciwieństwie do samego de Broglie'a, który dwa lata później odebrał Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki i do śmierci w 1987 roku pozostał jednym z najbardziej szanowanych fizyków na świecie.

Model fali pilotującej odżył dopiero za sprawą Davida Bohma, amerykańskiego fizyka, który podczas piątego kongresu Solvaya był jeszcze dziesięciolatkiem. Bohm w latach 40. pisał doktorat na temat rozpraszania protonów i deuteronów, co okazało się mieć wielkie znaczenie teoretyczne dla trwających właśnie w ramach Projektu Manhattan prac nad stworzeniem broni jądrowej. Doktorat Bohma, ukończony w 1943, został natychmiast utajniony, a samemu Bohmowi zabroniono jego obrony. Kierujący Projektem

Manhattan Robert Oppenheimer zdołał załatwić mu posadę w Oak Ridge, gdzie wzbogacano uran. W ten sposób Bohm, wciąż pracujący nad teoretycznymi podstawami mechaniki kwantowej, znalazł się pośrodku świata amerykańskiej fizyki. W 1951 roku wydał swoją pierwszą książkę, *Quantum Theory*, która stanowiła standardowy wykład ówczesnej – a więc młodszej już o pokolenie względem tego, co znali uczestnicy konferencji Solvaya z 1927 roku – wersji mechaniki kwantowej.

Książka Bohma spotkała się z ciepłym przyjęciem światowej społeczności fizyków, jednak sam autor nie czuł się usatysfakcjonowany jej założeniami filozoficznymi, nieodbiegającymi tak naprawdę silnie od interpretacji kopenhaskiej. W październiku 1951 roku wyjechał do Brazylii i tam, na Uniwersytecie w São Paulo, rozpoczął intensywną pracę nad alternatywną wersją mechaniki kwantowej, którą określał początkowo jako „teorię kauzalną", a potem „teorię zmiennych ukrytych". Jej podstawowe założenia opisał w 1952 roku[46].

Teoria Bohma stanowi tak naprawdę nieco „oczyszczoną" – z punktu widzenia dzisiejszego czytelnika – wersję modelu de Broglie'a. Występują w niej dwa fundamentalne równania: zwyczajne równanie Schrödingera, opisujące ewolucję funkcji falowej ψ, oraz „równanie pilotujące" (ang. *guiding equation*), pozwalające na obliczenie ruchu cząstek na podstawie stanu funkcji ψ. Jest to więc ta sama fundamentalna idea: wracamy do klasycznego obrazu, w którym świat składa się z określonej liczby dobrze zlokalizowanych cząstek, zaś funkcja falowa zostaje zepchnięta na drugi plan, wpływając jednak stale na ich ruch – trochę tak, jak (klasyczne) pole elektromagnetyczne u Maxwella wpływa na ruch (klasycznego) punktowego elektronu. Owymi „ukrytymi zmiennymi", które determinują wynik eksperymentów, są więc po prostu położenia cząstek w danym momencie – parametry, których jako żywo nie odnajdziemy w klasycznej mechanice kwantowej. Od tego mo-

mentu teorię fali pilotującej można już więc spokojnie nazwać teorią de Broglie'a-Bohma, jak się to zwykle dziś robi.

Najlepszym sposobem na zrozumienie, jak „działa" w praktyce interpretacja fali pilotującej, jest wytłumaczenie na jej podstawie – kolejny raz! – eksperymentu z dwiema szczelinami. W tym podejściu zakładamy, że istnieją dwa fundamentalne typy obiektów; jeden z nich to obserwowane przez nas cząstki, a drugi to rozwijająca się w tle fala pilotująca. Tym samym zmierzający do przegrody ze szczelinami elektron nie jest ani chmurą, ani cząstką, lecz zarówno jednym, jak i drugim. Już na wstępie łączymy więc ze sobą dwa skrajne poglądy na naturę obiektów kwantowych. Z jednej strony mamy typową klasyczną, zlokalizowaną cząstkę, którą zaobserwujemy ostatecznie jako plamkę na ekranie detekcyjnym. Z drugiej strony mamy rozmytą, zdelokalizowaną falę, której bezpośrednio nie obserwujemy, a która jednak całkowicie kontroluje ruch połączonej z nią cząstki, „pilotując" ją.

Wzorzec interferencyjny powstaje więc w bardzo prosty sposób: dwie otwarte szczeliny wpływają najpierw na kształt samej (zdelokalizowanej) fali pilotującej, a następnie ta w odpowiedni sposób prowadzi cząsteczkowy elektron. Jednym z najważniejszych aspektów interpretacji de Broglie'a-Bohma jest fakt, że owo prowadzenie cząstki jest zgodne z regułą Borna. Oznacza to, że elektrony – jeden po drugim – będą prowadzone w taki sposób, że najwięcej ich wypadnie dokładnie w tym miejscu ekranu, gdzie intensywność funkcji falowej jest największa. Odtwarzane są więc tutaj wszystkie statystyczne przewidywania standardowej mechaniki kwantowej.

Zwróćmy szczególną uwagę na komunikację pomiędzy falą pilotującą a cząstką, która ją prowadzi. Wcześniej (w rozdziale II.5), kiedy opowiadaliśmy o „skrajnie cząsteczkowej" wizji świata kwantowego, pojawiło się pytanie o to, jakim sposobem elektron przechodzący przez jedną ze szczelin „czuje", czy ta druga szcze-

lina jest aktualnie zamknięta, czy otwarta. Powiedzieliśmy wtedy, że elektron musiałby użyć jakiegoś typu „radaru", który dostarczyłby mu informacji o odległej szczelinie.

W przypadku interpretacji de Broglie'a-Bohma tym „radarem" jest nic innego, jak sama pilotująca fala, matematycznie tożsama funkcji falowej. To ona dostarcza elektronowi informacji na temat odległych od niego punktów w przestrzeni, do których on sam nigdy nie zawędrował. Jeśli druga ze szczelin jest zamknięta lub otwarta, to pole w odpowiedni sposób będzie ulegać modyfikacji i dzieje się to w sposób całkowicie przyczynowy (deterministyczny). Co więcej, cząstka „komunikuje" się z falą pilotującą w najzupełniej lokalny sposób, w oparciu o to, jaki jest stan fali „pod swoimi nogami" (choć nielokalności nie udaje się ostatecznie uniknąć, o czym za chwilę).

Po tym krótkim opisie można chyba domyślić się, jakie są główne wady i zalety interpretacji de Broglie'a-Bohma w oczach fizyków i filozofów komentujących interpretacje mechaniki kwantowej. Dla wielu osób kluczową zaletą jest – podobnie jak w przypadku obiektywnego kolapsu – odtworzenie w tej wizji klasycznego poglądu na świat. Ba, mamy tutaj do czynienia ze stale zlokalizowanymi cząstkami – trudno o klasyczniejszą wizję świata. Nawet w ramach teorii obiektywnego kolapsu istniał element nieklasyczny: był nim tajemniczy proces „ściągania do punktu". Ze względów „estetyczno-filozoficznych" interpretacja de Broglie'a-Bohma wydaje się więc klarowna i elegancka.

Niestety, nic nie ma za darmo, a bliższa analiza ujawnia poważne problemy, również „estetyczne". „Uklasycznienie" mechaniki kwantowej w teorii de Broglie'a-Bohma dzieje się kosztem pojawiania się w opisie dodatkowego bytu: fali pilotującej. Status ontologiczny tego obiektu jest jednak, ostrożnie mówiąc, wątpliwy. Przede wszystkim fala pilotująca w ogóle nie jest (i nie może być) bezpośrednio obserwowana. Jest to więc swego rodzaju „duch"

tej całej interpretacji, którego nikt nigdy nie widział, ale musimy wierzyć, że istnieje. Falę pilotującą można by próbować wyobrażać sobie jako pole, które jest dobrze zakorzenionym w fizyce obiektem, a które wydaje się mieć z nią parę cech wspólnych. Podobieństwa te są jednak pozorne.

Po pierwsze, komunikacja pomiędzy falą pilotującą a cząstką jest jednostronna – to fala wpływa na ruch cząstki, lecz cząstka nie wpływa na kształt fali. W klasycznej teorii pola oddziaływanie to było jednak zwrotne – to właśnie dlatego, nawiasem mówiąc, pola z taką łatwością weszły do „inwentarza" przedmiotów fizycznych. Istnieją też argumenty natury matematycznej – w szczególności, fala pilotująca jest zdefiniowana w przestrzeni konfiguracyjnej (w ogólności wielowymiarowej), a nie w realnej przestrzeni trójwymiarowej. Jest to więc obiekt tylko na pozór podobny do pola.

Jednym z najważniejszych problemów jest – jakby tego było mało – dodatkowa możliwość komunikacji w sposób łamiący zasadę lokalności. W naszym przykładzie eksperymentu z dwiema szczelinami za każdym razem fala pilotuje tylko jeden elektron i choć sama jest obiektem „rozmytym", to jeszcze nie łamie w ten sposób zasady lokalności. Prawdziwa nielokalność objawia się w przypadku układów z wieloma cząstkami, gdzie pozycje jednych z nich mogą natychmiastowo wpływać na zachowanie innych, nawet jeśli cząstki te są odległe od siebie o astronomiczne odległości.

Dzisiaj jesteśmy już całkowicie przekonani, że nie da się stworzyć teorii, która będzie zgodna z przewidywaniami mechaniki kwantowej, a jednocześnie będzie zachowywać wszystkie zasady klasyczności. W szczególności, wprowadzenie konkretnych, realnych trajektorii materialnych cząstek musi, nieuchronnie, prowadzić do nielokalności. W szczególności oznacza to, że kolejny krok każdej cząstki „pilotowanej" przez falę pilotującą zależy od położe-

nia wszystkich pozostałych cząstek obejmowanych przez nią, bez względu na odległość, która je dzieli. Choć współczesna fizyka kwantowa posiada narzędzia pozwalające na mówienie o nielokalności, teoria fali pilotującej nie może, niestety, z nich korzystać, co oznacza, że – wbrew swoim fundamentalnym założeniom – pozostaje w mało wdzięcznym „rozkroku" pomiędzy rzeczywistością kwantową i klasyczną.

IV.7. Interpretacja wielu światów

- Czy funkcja falowa naprawdę istnieje? TAK.
- Czy kolaps naprawdę zachodzi? NIE.
- Czy świat jest deterministyczny? TAK.
- Czy istnieją zmienne ukryte? NIE.

Gdy przyjrzymy się temu, co powiedzieliśmy dotychczas o interpretacjach mechaniki kwantowej, okazuje się, że źródłem niepokoju zawsze jest, bezpośrednio lub pośrednio, „rozlewanie się" świata kwantowego, który składa się z nieprzeliczalnych setek i tysięcy możliwości, podczas gdy nas otacza zawsze tylko jedna konkretna rzeczywistość. Mówiąc nieco bardziej filozoficznie, mechanika kwantowa bardzo poważnie traktuje stany potencjalne, które biorą aktywny udział w stawaniu się świata, podczas gdy my w rzeczywistości doświadczamy wyłącznie stanów aktualnych; przejściem od potencjalności do aktualności jest zaś owa tajemnicza redukcja, zwana też kolapsem funkcji falowej.

W zrozumieniu interpretacji wielu światów pomaga wyobrażenie sobie „drzewka potencjalności". Cząstka kwantowa zaczyna w znanym stanie początkowym, ale z każdą kolejną chwilą jej stan staje się coraz silniej niedookreślony. Pomyślmy o fotonie opuszczającym źródło w eksperymencie Macha-Zehndera. Na jego drodze znalazła się płytka światłodzieląca? Cóż, od teraz musimy brać pod uwagę dwie potencjalne trajektorie. Kolejna płytka? Kolejne podwojenie liczby ewentualności. W pewnym momencie, gdy ekran detektora rozjarza się, trzy spośród tych potencjalnych ścieżek „usychają": nie jest im dane dokonać przejścia od potencjal-

ności do aktualności. Te potencjalne ewentualności w jakimś sensie były i samym swoim byciem wpływały na przebieg zdarzeń – co pięknie ilustrują omawiane w tej książce eksperymenty – ale w momencie zajścia pomiaru „zniknęły".

Gdyby przetłumaczyć to na rzeczywistość ludzką, moglibyśmy sobie wyobrazić szereg swoich własnych potencjalnych żyć, wynikających z alternatywnych wyborów, których mogliśmy kiedyś dokonać, lub zdarzeń, które mogły nas spotkać. Co by było, gdybym nie wsiadł wtedy do tego pociągu, gdybym został na geologii, gdyby ten rozpędzony tramwaj nie minął mnie wówczas o włos? Owe alternatywne, niezrealizowane historie możemy rozważać teoretycznie i można by argumentować, że w jakiś sposób wpływają na nasze życie, jest jednak pewien problem z mówieniem o ich istnieniu. W świecie kwantów tego typu historie, które się nie wydarzyły, mają jednak mierzalny, ilościowy wpływ na wyniki eksperymentów.

W 1957 roku młody amerykański fizyk Hugh Everett zaproponował w swojej pracy doktorskiej[47] – a rok później opublikował w zwięzłej, solidniejszej postaci artykułu naukowego[48] – rozwiązanie tyleż proste, co zdumiewające: a co, jeśli wszystkie te alternatywne historie naprawdę istnieją? Inaczej mówiąc, nie istnieją niewybrane ścieżki potencjalne, a w każdym momencie, gdy wydaje nam się, że dochodzi do kolapsu funkcji falowej, tak naprawdę sprawdzamy po prostu, w której alternatywnej rzeczywistości się znajdujemy. Każde przejście cząstki przez lustro półprzepuszczalne i każdy przeskok kwantowy oznacza w istocie powstanie nowego świata – lub wielu takich światów – w którym realizowana jest określona wersja historii.

Ta „szalona" propozycja wynika tak naprawdę z zupełnie niewinnego toku rozumowania Everetta, który zmagał się z problemem, określonym przez niego jako zagadnienie „zewnętrznej obserwacji" – to jednak tak naprawdę tylko kolejna nazwa na coś,

o czym słyszeliśmy już w tej książce wielokrotnie. Jak to jest, pytał Everett, że w fizyce kwantowej mamy do czynienia z ciągłą ewolucją stanu kwantowego (którą określa jako „Proces 2"), przerywanego „z zewnątrz" przez obserwatora dokonującego pomiaru, co matematycznie oznacza nieciągły kolaps funkcji falowej („Proces 1")? Podział na układ eksperymentalny i obserwatora jest sztuczny, nieprecyzyjny i niefizyczny, stwierdził Everett. Jego odpowiedzią było „wciągnięcie" obserwatora w zakres układu. Od tego momentu nie ma już czegoś takiego, jak „układ" i „obserwator". Skutkiem tego kroku jest zniknięcie kolapsu. „W tym artykule proponuję, aby czystą mechanikę falową (Proces 2) uznać za zupełną teorię. Twierdzę, że funkcja falowa wszędzie i zawsze podlegająca liniowemu równaniu falowemu zapewnia zupełny model matematyczny każdego bez wyjątku izolowanego układu fizycznego. Co więcej, każdy układ obserwowany z zewnątrz można uznać za część większego, izolowanego układu"[49].

Konsekwentne stosowanie logiki „rozciągania" układu, gdy tylko wchodzi on w kontakt z czymś wobec niego zewnętrznym, prowadzi do uznania całego Wszechświata za nasz układ. Stąd inna nazwa dla propozycji Everetta: model uniwersalnej funkcji falowej (*universal wave function*), gdzie pierwsze słowo odwołuje się po prostu do wszechświata, *Universe* (przez co jest to w gruncie rzeczy „funkcja falowa Wszechświata"). Funkcja ta ewoluuje na sposób ciągły, bez przerw na „kolaps" – co wyjaśnia nam, na pierwszy rzut oka trudną chyba do zrozumienia, odpowiedź na dwa pierwsze spośród Czterech Pytań.

Ponieważ realizowana jest każda ewentualność kwantowa, tego typu uniwersalna funkcja falowa ewoluuje w gruncie rzeczy w sposób deterministyczny – cząstka zarówno odbija się od lustra półprzepuszczalnego, jak i przechodzi przez nie na wylot. Gdyby więc ustawić dwa detektory tuż za tym lustrem, z całą pewnością zaistniałoby dwóch obserwatorów – jeden stwierdziłby, że cząstka

przeszła, a drugi, że została odbita. Choć oni sami mogą nie rozumieć, jakie są przyczyny stanu rzeczy, który zaobserwowali – nie znajdują w „swoim świecie" żadnej przyczyny i uważają swój świat za indeterministyczny – z punktu widzenia „kolekcji wszystkich światów" nie ma tu miejsca na żaden indeterminizm.

Z drugiej strony jednak interpretacja wielu światów nie przewiduje istnienia zmiennych ukrytych – nie są one przecież potrzebne! Jak pamiętamy, funkcją zmiennych ukrytych było „upchnięcie" gdzieś w naszym świecie informacji sprawiającej, że cząstka wybierze tę, a nie inną ścieżkę. W ramach modelu Everetta cząstka nie niesie ze sobą tego typu informacji – i to dlatego wyniki eksperymentów dokonywanych lokalnie, w jednym ze światów, są zawsze zgodne z tym, co przewiduje zwykła mechanika kwantowa.

Mając pewne wyczucie, czym jest interpretacja wielu światów, spróbujmy przy jej użyciu „odczytać" eksperyment z dwiema szczelinami. Najłatwiej będzie zacząć od pytania, czym właściwie jest funkcja falowa? W tym ujęciu jest ona obiektem opisującym wszystkie możliwe historie (lub wszystkie możliwe wszechświaty), które w domyśle współistnieją ze sobą w momencie wykonywania eksperymentu. „Rozmywanie się" funkcji falowej nie jest więc w duchu tej interpretacji ani fizycznym procesem zamiany cząstki w chmurę, ani też dynamiką jakiegoś dodatkowego bytu typu fali pilotującej. Tutaj proces ten opisuje raczej wszystkie możliwe przyszłości danego zdarzenia, zachodzące w różnych wszechświatach. Realny eksperyment, którego możemy być naocznymi świadkami, odbywa się tylko w jednym z nich, a więc z samej definicji obserwujemy również tylko jedną z tych możliwości.

Istnieje więc wszechświat, w którym cząstka padła w ten konkretny punkt ekranu, ale istnieje też wszechświat, w którym padła na inny. Równanie Schrödingera opisuje więc wewnętrzną dynamikę „uniwersum wszystkich wszechświatów", a intensywność

funkcji falowej przypisana do danej ewentualności informuje nas o tym, jak bardzo prawdopodobne byłoby „wylosowanie" odpowiedniego wszechświata przy przypadkowym próbkowaniu z owego Uniwersum.

Popularność tej interpretacji – jak pamiętamy, jest ona drugą najbardziej lubianą przez fizyków interpretacją mechaniki kwantowej – może dziwić. Mogłoby się wydawać, że jest to skrajnie nieoszczędna wizja świata: nasz wszechświat wraz z biegiem czasu miałby nieustannie rozszczepiać się na nieprzeliczalne miliardy nowych wszechświatów. Dosłowne potraktowanie tej wizji prowadzi do problemów rangi kosmologicznej: Skąd bierze się na to energia? Gdzie istnieją te wszechświaty? Czy oddziałują z naszym światem?

W rzeczywistości model Everetta można jednak przyjąć „w wersji łagodnej", skupiając się raczej na proponowanym przez niego rozwiązaniu problemu rozdzielenia obserwatora od układu. Z tej perspektywy, kluczowym wkładem Everetta było „ujednolicenie" języka teorii kwantowej: wszystko „dzieje się" teraz po stronie mechaniki falowej – nie ma ciągłego uciążliwego „ściągania" funkcji falowej do punktu, gdy tylko cząstki oddziałują ze sobą. Wszystko gładko ewoluuje na sposób zgodny z równaniem Schrödingera, a złudzenie „kolapsu" wynika po prostu z tego, że nasza wiedza ograniczona jest do wnętrza jednej z możliwych trajektorii uniwersalnej funkcji falowej. Samo „powstawanie" nowych wszechświatów można zaś potraktować symbolicznie, nie jako realne zjawisko kosmologiczne, co raczej zabieg językowy. Stephen Hawking wypowiadał się czasem pozytywnie na temat interpretacji wielu światów, zawsze jednak podkreślając, że niekonieczne jest nadawanie jakiejkolwiek realności fizycznej owym „alternatywnym wszechświatom" Everetta[50]. Ba, w jeszcze oszczędniejszej wersji można unieważnić też wszelkie „roszczenia do istnienia" uniwersalnej funkcji falowej, odpowiadając „NIE" na pierwsze

Wielkie Pytanie, uzyskując ostatecznie bardzo skromną wizję świata. Otwartym pozostaje pytanie, co właściwie zostaje z „wielu światów”, jeśli zrezygnuje się z mówienia o nich jako o obiektach kosmologicznych?

V. Uklasycznienie[51]

Marcin Łobejko

V.1. Problem dwóch światów

Rozpoczynając tę książkę, postawiliśmy doniosłe pytanie: jaki jest naprawdę świat? Po zapoznaniu się z kluczowymi eksperymentami fizyki kwantowej, przed naszymi oczami zaczął rysować się konflikt między dobrze znanym światem klasycznym i światem kwantowym, którego cechy musimy pracowicie dedukować, opierając się jednak stale na wskazaniach makroskopowej, klasycznej aparatury pomiarowej. Bądź co bądź, nikt nigdy nie zaobserwował detektora w stanie superpozycji. W tym zawiera się samo sedno problemu – skoro z tak wielką pewnością mówimy już o kwantowości świata, to dlaczego wszystko, czego bezpośrednio doświadczamy, pozostaje uparcie klasyczne?

Pierwsza odpowiedź na to pytanie głosi, że rzeczywistość jest fundamentalnie kwantowa, a świat klasyczny wyłania się z niej tylko w sposób efektywny. Podejście takie określa się czasem jako „fundamentalizm kwantowy”[52]. Jest ono zgodne choćby z duchem interpretacji wielu światów, w której klasyczność jest pozorna ze względu na nasz szczególny punkt odniesienia – żyjemy tylko w jednym z możliwych światów i chociaż „uniwersum wszechświatów” jako całość jest ściśle kwantowe, to ten jeden, w którym żyjemy, jawi się nam typowo klasycznie. Strategia, która polega na wyprowadzeniu klasyczności z kwantowości, jest od paru dekad szczególnie prężnie rozwijanym kierunkiem badań w fizyce, który osiągnął szereg fascynujących rezultatów. W rozdziale V.5. przedyskutujemy najważniejsze wyniki tych badań.

Inną możliwością jest obranie całkowicie odwrotnego kierunku. Zamiast z teorii kwantowej wyprowadzać klasyczność, możemy – odwrotnie – uklasycznić świat kwantowy. Kurs ten obrali twórcy

interpretacji fali pilotującej czy obiektywnego kolapsu. Dzisiaj jest już całkowicie jasne, że świat klasyczny w ten czy inny sposób musi ulec pewnej modyfikacji przy przeniesieniu jego reguł (opisanych w rozdziale I tej książki) w świat cząstek elementarnych. Na da się utrzymać wszystkich zasad klasyczności i jednocześnie poprawnie interpretować wyniki eksperymentów kwantowych[53].

Problem połączenia świata kwantowego z klasycznym ma oczywiście wymiar czysto przestrzenny: stąd często mówi się osobno o domenie „mikroskopowej" i „makroskopowej". Nie jest to jednak takie proste, istnieją bowiem zjawiska (np. nadprzewodnictwo albo nadciekłość), które przynależą ściśle do domeny makroskopowej, a jednocześnie nie dają się w żaden sposób wytłumaczyć bez odwołania do teorii kwantowej. Można też podać przykłady zjawisk ze świata mikro, które z powodzeniem opisujemy teorią klasyczną – w sposób najzupełniej klasyczny opisuje się nawet zachowanie pojedynczych atomów, gdy modeluje się ich ruchy w ramach tzw. symulacji dynamiki molekularnej. W teorii i praktyce fizyki nie znajdziemy żadnej ostrej granicy, uzasadniającej podział na „dwa światy". Patrząc już nawet tylko na strukturę matematyczną teorii kwantowej, w żadnym jej miejscu nie znajdziemy nawet drobnej przesłanki, że stosuje się ona tylko i wyłącznie do zjawisk z mikroświata. Wszystko od początku do końca jest kwantowe.

Mając to na uwadze, można postawić pytanie, dlaczego właściwie efekty kwantowe nie są dostrzegalne na co dzień? Jeśli możliwa jest interferencja z udziałem cząsteczki chemicznej, to dlaczego nie np. piłki do koszykówki? Skąd bierze się owo „uklasycznienie" świata?

V.2. Największy problem mechaniki kwantowej

Pora chyba podjąć próbę podsumowania omówionych dotychczas trudności z pogodzeniem świata klasycznego z kwantowym. Proponuję, aby wyrazić te trudności w postaci „najważniejszego problemu mechaniki kwantowej", z którego dopiero wynika całe zamieszanie z „dwoma światami" i interpretacjami mechaniki kwantowej. Najprościej można ów problem wyrazić tak: teoria kwantowa w żaden sposób nie przewiduje, że jakikolwiek świat w ogóle istnieje. Aby zrozumieć, co się właściwie kryje za tym zdaniem, musimy w pierwszej kolejności przyjrzeć się konstrukcji teorii klasycznej.

Interpretacja klasycznych teorii fizycznych była relatywnie prosta: sama matematyczna struktura klasycznego opisu od razu odwołuje się do rzeczywistości fizycznej, rozpoczynając od wprowadzenia czasu i przestrzeni. Oba te obiekty są nieodzownym tłem dla jakiejkolwiek teorii, lub, innymi słowy, teatrem, na którego scenę należy dopiero w dalszym etapie wprowadzić aktorów. Tym zaś, co odgrywa główną rolę, są ciała materialne i pola (klasycznie, będzie to pole elektromagnetyczne i grawitacyjne). Mając dobrze zdefiniowaną scenę oraz aktorów, nie pozostaje nic innego, jak tylko ustalić reguły gry i pozwolić, aby show się rozpoczął. Wspomniane zasady to tylko prawa fizyki, które na podstawie aktualnej konfiguracji pól i ciał w trójwymiarowej przestrzeni przewidują kolejny krok, czyli ich nową konfigurację, a następnie nowy krok i tak dalej. W ten sposób, akt za aktem, ciała i pola wędrują w przestrzeni i czasie – Wszechświat się dzieje.

Nie jest żadnym problemem, aby w teatrze natury uwzględnić również samych widzów, czyli nas – świadomych obserwatorów.

Niezwykła skuteczność tak sformułowanych teorii klasycznych (zwłaszcza mechaniki Newtona i elektrodynamiki Maxwella) spowodowała ukształtowanie w epoce oświecenia dosyć radykalnego poglądu głoszącego, że cały otaczający nas świat daje się zredukować tylko do opisu pól i ciał materialnych w czasie i przestrzeni. Było to niejako spojrzenie na rzeczywistość z punktu widzenia samego Boga, który tym samym przestał być potrzebny do zapewniania światu porządku[54].

Mechanika kwantowa wywróciła prostą filozofię fizyki klasycznej do góry nogami. Tak samo jak w przypadku teorii klasycznej, również i tutaj do opisu teoretycznego zostaje wprowadzona przestrzeń i czas. Podobnie jak wcześniej, ustalamy i tutaj swoiste reguły gry w postaci nowych praw – tym razem: praw fizyki kwantowej. Kluczową różnicą są jednak sami występujący aktorzy, którzy mają ten spektakl odgrywać. Nie są to bowiem klasycznie rozumiane ciała materialne i pola, które można łatwo zinterpretować jako przedmioty świata fizycznego. Mamy do czynienia z obiektami typu funkcji falowej, której status ontologiczny – jak pamiętamy z rozdziału IV – jest kontrowersyjny i niejednoznaczny.

Nie ma tutaj tej prostoty, co w filozofii fizyki klasycznej, w której aktorzy są jak gdyby „jeden do jednego" przepisani ze świata rzeczywistego do abstrakcyjnego świata teorii matematycznych. Spektakl, który rozgrywa się w teatrze kwantowym, nie jest narracją o konkretnym świecie, w którym żyjemy, lecz raczej opowieścią o wszystkich możliwych scenariuszach, które mogą się wydarzyć. Innymi słowy, podczas gdy teoria klasyczna mówi nam o tym, co się wydarzyło i co się stanie, teoria kwantowa mówi tylko o tym, co stać się może.

Spójrzmy na przykład fotonu w eksperymencie Macha-Zehndera. W wyniku przejścia przez lustro półprzepuszczalne znajduje się on w stanie superpozycji dwóch dróg. Dzięki regule Borna wiemy, że jeśli wykonamy pomiar, mamy 50% szans, że zasta-

niemy foton w stanie G („droga górna”) i 50%, że w stanie D („droga dolna”). Mechanika kwantowa przewiduje, co się może wydarzyć – i z jakim prawdopodobieństwem – a nie, co się naprawdę stanie. Wiemy dodatkowo, że ten brak wiedzy „co się stanie” nie wynika z braku informacji o samym fotonie. Jego stan znamy z największą możliwą precyzją – jest to stan superpozycji, o którego realności przekonują nas choćby efekty interferencyjne, które w przeciwnym wypadku nie dałyby się poprawnie wytłumaczyć.

Z jednej strony mamy więc stan superpozycji, a z drugiej konkretną drogę (D lub G), na której możemy znaleźć foton. Oznacza to w konsekwencji, że do pojedynczego fotonu, który w danym czasie i miejscu opuścił laser, a następnie w wyniku odbicia od lustra półprzepuszczalnego podążał dalej drogą G lub D, mechanika kwantowa w ogóle się nie odwołuje! Stosuje się ona tylko do zbiorowości statystycznej fotonów – nigdy zaś do jednego, konkretnego, aktualnie frunącego przez przestrzeń fotonu. Można powiedzieć, że ten niesamowity fenomen „rzeczywistego dziania się” jest w samej teorii jakby przemilczany, a sama teoria kwantowa może zostać zinterpretowana tylko *a posteriori* – najpierw coś musi się rzeczywiście wydarzyć, aby później można było odwołać się do interpretacji statystycznej funkcji falowej.

Wizja świata, jaka wyłania się z tego opisu teoretycznego, nie jest już „spojrzeniem Boga”, jak miało to miejsce w przypadku fizyki klasycznej. Teraz raczej musimy przyznać, że „dzianie się” Wszechświata jest nadal „wielką tajemnicą” – nie mamy bowiem pojęcia, dlaczego właściwie podąża on tym szlakiem (np. drogą D), a nie innym (np. drogą G). Dotychczas odwoływaliśmy się do konkretnego eksperymentu (np. Macha-Zehndera), ale pomyślmy teraz o wszystkich fotonach, atomach, elektronach i neutrinach tworzących nasz Wszechświat! Każda z tych cząstek, będąc w przeróżnych stanach superpozycji, bezustannie staje na rozdro-

żach i „wybiera” drogi, którymi dalej kroczy. Każda z tych dróg, najmniejszych, jest jednak przyczynkiem do jednej, wielkiej Drogi, jaką podąża cały Wszechświat. Nie jest więc tak, że mechanika kwantowa nie mówi wyłącznie o jednej konkretnej drodze którejś tam cząstki biorącej udział w którymś tam eksperymencie kwantowym – ona nie mówi o żadnej konkretnej cząstce i żadnej konkretnej drodze, ostatecznie więc również o konkretnej historii Wszechświata jako takiego.

Uświadomiwszy sobie ten fakt, widzimy, w jak wielkim błędzie byli naukowcy z okresu oświecenia. Zagłębiając się coraz bardziej w mechanizmy rządzące mikroświatem, nie znaleźliśmy tam coraz bardziej doskonałych praw fizyki, które, włączone do wzniesionej przez ludzkość budowli nauki, pozwalają coraz lepiej symulować rzeczywistość dziejącą się na naszych oczach. Wręcz przeciwnie, zbadanie zjawisk kwantowych otworzyło nam oczy na fakt, że rzeczywistość i teoria fizyczna nie są ze sobą tożsame – jedno nie jest kopią drugiego, a świat „dzieje się” w sposób niepoznawalny.

Nie możemy tym samym w sposób teoretyczny poznać *a priori* Drogi Wszechświata, tak jak to miało miejsce w wizji z epoki oświecenia. To natomiast, do czego teoria nas upoważnia, to wydzielenie z Drogi małej ścieżki, w której rozdroża możemy już ocenić pod kątem statystycznym. Przykładowo, każdy foton wykorzystany w eksperymencie Macha-Zehndera jest częścią Drogi i właśnie dlatego może być poznany tylko *a posteriori*, ale raz zmierzony, w ogólności znika nam z oczu na zawsze – podąża gdzieś dalej w Wielkiej Drodze[55]. Kolejny foton jest już następnym krokiem na Drodze – świat bowiem poszedł do przodu – lecz przygotowany w ten sam sposób co poprzedni (wyleciał z tego samego lasera i podążał w tym samym interferometrze) wykazuje analogiczne zachowanie statystyczne[56]. I tak, foton za fotonem, Wszechświat „dzieje się” i choć, będąc na samym froncie tej wędrówki, nie potrafimy przewidzieć jego kolejnych kroków, to pa-

trząc wstecz – na ślady, które pozostawił – możemy zweryfikować statystyczne przewidywania teorii kwantowej. Wyniki otrzymane na podstawie stanów superpozycji i reguły Borna są, mimo wszystko, niewyobrażalnie zgodne z tym, co się rzeczywiście wydarzyło. Upoważnia nas to tym samym do stosowania mechaniki kwantowej *a priori* – na rozdrożu obserwowanego przez nas fragmentu Drogi możemy podać odpowiednie prawdopodobieństwa, która ze ścieżek faktycznie się zrealizuje.

Największy problem mechaniki kwantowej to nie tylko fakt, że pozornie istnieją dwa światy, co raczej konieczność założenia istnienia świata klasycznego, aby w ogóle świat kwantowy móc zinterpretować. Samo to nie jest jeszcze aż tak trudne do zaakceptowania. Prawdziwe zakłopotanie budzi świadomość, że w teorii kwantowej w ogóle nie znajdziemy żadnej przesłanki na temat świata klasycznego. Nie wiemy tym samym, jak ową „klasyczność" zdefiniować, ani gdzie jej szukać. Choć intuicyjnie wydawać by się mogło, że ma to jakiś związek z rozmiarem obiektów, to nie potrafimy jasno wytyczyć granicy pomiędzy mikroświatem kwantowym a makroświatem klasycznym. Poza tym, zarówno sama teoria kwantowa, jak i przeprowadzone dotychczas eksperymenty sugerują raczej, że żadna taka granica nie istnieje. Zostajemy w trudnej sytuacji, w której klasyczność musimy po prostu zapostulować, a następnie, na jej podstawie, odwołać się do interpretacji statystycznej.

Proces ten dalej będziemy nazywać uklasycznieniem[57], nie wiemy jednak, czy jest to jakiś realny proces (do którego na przykład odwołuje się interpretacja obiektywnego kolapsu), czy może dzieje się to w sposób efektywny. Największy problem mechaniki kwantowej to po prostu pytanie: czym jest uklasycznienie? Pragnęlibyśmy odnaleźć odpowiedź w samej strukturze mechaniki kwantowej (ewentualnie odpowiednio zmodyfikowanej lub rozsze-

rzonej jej wersji), lecz może okazać się, że nie jest to możliwe i musi ona zostać narzucona z zewnątrz tej teorii.

Na problem uklasycznienia można jednak spojrzeć całkowicie pragmatycznie[58]. Zapostulowana interpretacja statystyczna, która w sposób konieczny zakłada uklasycznienie, może być śmiało stosowana we wszystkich praktycznych zastosowaniach. Stosowalność tak pragmatycznego podejścia ograniczona jest jednak zawsze do z góry ustalonych skal przestrzennych. Wykonując, przykładowo, eksperyment Macha-Zehndera, z góry przyjmujemy pewną wyimaginowaną granicę świata kwantowego i klasycznego. W tym przypadku na poziomie samych fotonów stosujemy pełny, kwantowy opis – uwzględniający w szczególności możliwość superpozycji. Z drugiej strony, detektory, czyli matryce CCD, traktujemy klasycznie – nie dopuszczamy tym samym możliwości superpozycji stanów, takich jak: „detektor zarejestrował cząstkę" i „detektor nie zarejestrował cząstki". Nie odwołujemy się w tym przypadku do zasady superpozycji, ponieważ sami żyjemy w tym świecie i na własne oczy widzimy jego klasyczną naturę.

Na styku tych dwóch światów – kwantowych superpozycji i klasycznej realności – zachodzi właśnie gdzieś proces uklasycznienia, my jednak nie wiemy, czym jest ten proces, ani gdzie i jak zachodzi! Problem rozwiązujemy tylko na sposób pragmatyczny – stosujemy superpozycje dla fotonów, bo wiemy, że są najlepszym narzędziem do ich opisu, i nie stosujemy superpozycji do detektora, bo obserwujemy jego realność (tylko za pomocą której, *de facto*, w sposób statystyczny możemy zinterpretować samą superpozycję fotonu). Mamy tutaj oczywiście do czynienia z błędnym kołem, które ewidentnie domaga się jakiegoś logicznego rozwiązania.

Kończąc ten podrozdział, chciałbym podkreślić, że prawdziwy paradoks uklasycznienia pojawia się wtedy, gdy mechanikę kwantową pragniemy stosować do coraz większych obiektów – przechodząc bezpośrednio do skali makroskopowej. Już teraz warto

powiedzieć, że teoria kwantowa jak dotąd nigdy nas nie zawiodła; zawsze, kiedy tylko rozszerzamy jej stosowalność na wyższy poziom (w sensie skali przestrzennej), otrzymujemy poprawną odpowiedź. Zawsze jednak wymaga to w pewnym momencie powiedzenia „stop” i odwołania się w sposób sztuczny do uklasycznienia. A co, jeśli opis kwantowy, z fundamentalną zasadą superpozycji, zostanie zastosowany do całego Wszechświata, albo przynajmniej do nas samych? Jak wtedy mamy odwołać się do uklasycznienia? Te i inne pytania związane z przejściem od świata kwantowego do klasycznego zgłębimy w następnym rozdziale.

V.3. Makroskopowa superpozycja a uklasycznienie

Funkcja falowa wraz z superpozycją różnych stanów jest rzeczywiście czymś zupełnie nowym w historii nauki i jeszcze nie w pełni zrozumianym. Sytuacja jest o tyle skomplikowana, że stosując konsekwentnie zasady mechaniki kwantowej, nigdy się od superpozycji nie uwolnimy, nawet gdy przejdziemy do rzeczywistości makroskopowej. Aby się o tym przekonać, prześledźmy dobrze nam znany przykład fotonu wychodzącego z lustra półprzepuszczalnego.

Wykonując pomiar na fotonie, który jest w stanie superpozycji – np. drogi G i D – pozyskujemy o nim nową informację. Załóżmy, że detektor D_1 zwraca sygnał (dalej będziemy również mówić, że detektor D_1 „wypalił"), a detektor D_2 milczy. Z punktu widzenia obserwatora oznacza to, że foton aktualnie, czyli po pomiarze, znajduje się w stanie G, co sprawia, że jego funkcja falowa w stanie superpozycji G i D powinna zostać zastąpiona funkcją odpowiadającą tylko drodze G. Dokonało się tutaj swoiste „odświeżenie" (*update*) informacji. Ten fenomen, który określamy jako kolaps funkcji falowej, jest jednak nie tylko subiektywną zmianą stanu wiedzy o fotonie; sam pomiar, który jest przyczyną kolapsu, również nieodwracalnie zmienia przyszłe zachowanie statystyczne zmierzonego fotonu. Cała ta procedura aktualizacji ma jednak niepokojące znamiona subiektywności – to obserwator decyduje (na podstawie wykonanych pomiarów), kiedy do owego kolapsu doszło. Jest to więc jakby dodatkowa informacja „wstrzyknięta z zewnątrz", która nie wynika wprost z zasad mechaniki kwantowej (czyli np. z równania Schrödingera). Jaką jednak odpowiedź otrzy-

mamy, gdy spróbujemy włączyć całą aparaturę pomiarową (czyli matrycę CCD) do pełnego opisu kwantowego?

Okazuje się, że konsekwentne stosowanie zasad mechaniki kwantowej nigdy nie doprowadzi nas do odpowiedzi „detektor D_1 wypalił oraz detektor D_2 milczy". Kwantowa odpowiedź to nowy stan superpozycji typu: „detektor D_1 wypalił, a detektor D_2 milczy oraz detektor D_1 milczy, a detektor D_2 wypalił". Po pomiarze stan superpozycji tylko „rozszerzył się" – nie obejmuje już tylko fotonu poruszającego się drogą G i D, ale również oba detektory. Detektory nie uzyskują żadnego „specjalnego traktowania" tylko dlatego, że są makroskopowe. Nadal stosujemy tutaj ten sam kwantowy przepis, co w przypadku fotonów lub elektronów. Obie alternatywy związane z zarejestrowanym sygnałem posiadają swoją własną intensywność i fazę – w teorii mogą nawet interferować! Wiemy jednak przecież, że w rzeczywistości realizuje się tylko jedna z tych dwóch, wykluczających się wzajemnie, możliwości. Nie może być przecież tak, że detektor D_1 jednocześnie wypalił i nie wypalił, dlatego superpozycja takiego makroskopowego stanu jest paradoksalna i nie do pojęcia.

W przypadku rozważanych dotychczas obiektów mikroskopowych superpozycja, choć bardzo dziwna sama w sobie, nie była jednak w zastosowaniu tak kłopotliwa, jak teraz. Foton lub elektron w pewnym sensie mogły bezpiecznie znajdować się w stanie superpozycji „dwóch dróg", bo sam eksperyment nie potrafił w żaden sposób rozstrzygnąć, która ścieżka faktycznie została zrealizowana. Superpozycja miała więc zawsze swój statystyczny sens, o ile nikt tak naprawdę nie „widział", w jakim właściwie stanie jest dany mikroobiekt. W przypadku jednak tej samej superpozycji zastosowanej do dwóch makroskopowych stanów (tj. „detektor wypalił" i „detektor nie wypalił"), wszyscy obserwatorzy wyraźnie widzą, że tylko jedna z możliwości jest aktualna, co w jawny sposób przeczy samej idei superpozycji.

Pomimo jednak tej paradoksalnej sytuacji, globalna superpozycja zawiera w sobie – mimo wszystko – jakąś głębszą prawdę. Nowa funkcja falowa, która opisuje zarówno foton, jak i detektory, które go mierzą, zawiera w sobie dwa niezależne rozgałęzienia. Pierwsze z nich to: „detektor D_1 wypalił, detektor D_2 nie wypalił, a foton przeszedł drogą «górną» (jest w stanie G)". Drugie rozgałęzienie to: „detektor D_1 nie wypalił, detektor D_2 wypalił, a foton przeszedł drogą «dolną» (jest w stanie D)". Pomimo tego, że obie te gałęzie beznadziejnie tkwią w stanie superpozycji, to jednak stan fotonu jest – zgodnie z przewidywaniem – poprawnie skorelowany ze stanem detektora. Mam tutaj na myśli wewnętrzny związek stanu G z wypaleniem detektora D_1 oraz stanu D z wypaleniem detektora D_2. Wygląda więc na to, że stosowanie teorii kwantowej do detektorów nie jest kompletnie pozbawione sensu; koniec końców teoria jednak poprawnie przewiduje, że ze stanem G związana jest reakcja detektora D_1 i odwrotnie.

Wygląda więc trochę na to, że to właśnie za pomocą tej dziwnej, globalnej superpozycji w ogóle możemy o stanie fotonu cokolwiek powiedzieć. Teoria słusznie bowiem informuje, że jeśli wypalił detektor D_1, to foton musiał przejść drogą „górną". Funkcja falowa rozdzieliła się na dwa „światy" i choć tylko jeden z nich jest rzeczywiście obserwowany, to jednak zawsze porządek pomiędzy stanem fotonu a detektora jest w nim zachowany. Formułując to samo w inny sposób, można powiedzieć, że „świat" z fotonem, który przeszedł drogą „dolną" (D) i jednocześnie został zarejestrowany w detektorze D_1, nie może nigdy zaistnieć, ponieważ funkcja falowa nie posiada dla tej sytuacji odpowiedniej gałęzi.

Trochę nas to uspokaja, ponieważ nawet jeśli rozszerzymy opis kwantowy na detektory[59], to nadal możemy śmiało stosować pragmatyczne podejście do mechaniki kwantowej. To nic, że na końcu pozostajemy z tym kłopotliwym stanem superpozycji fotonu i detektorów. Po prostu zapominamy o tym na chwilę i odwołu-

jemy się do realnego eksperymentu, który oczywiście ujawni bezsprzecznie konkretne stany makroskopowych detektorów. Jeśli wypali detektor D_1, to ze stanu superpozycji odrzucimy wszystkie inne, sprzeczne alternatywy (tj. wypalił detektor D_2) i na tej podstawie będziemy wnioskować o faktycznym stanie samego fotonu – czyli w tym przypadku będzie to stan G.

Tym samym dokonaliśmy aktualizacji funkcji falowej i skolapsowaliśmy ją do postaci, która jest zgodna z obserwacjami empirycznymi. Pozwala to przede wszystkim na możliwość dokonywania dalszych przewidywań, które opierają się całkowicie na stanie otrzymanym w wyniku ostatniego kolapsu. Poza tym, wspomnieliśmy już wcześniej, że różne gałęzie globalnej funkcji falowej fotonu i detektorów posiadają normalnie swoją fazę i intensywność. Ta druga w szczególności przewiduje, z jakim prawdopodobieństwem dana gałąź może zostać zaobserwowana. Gdyby jednak nie było żadnego dodatkowego procesu aktualizacji – na podstawie realnego stanu detektorów – to nie moglibyśmy zastosować samej reguły Borna dla fotonu. Możemy więc mówić o statystyce pewnych gałęzi tylko wtedy, kiedy rzeczywiście któreś z nich są obserwowane, a dzieje się to tylko i wyłącznie za sprawą makroskopowych detektorów.

Zasadnicza idea niniejszego rozdziału jest taka, że sama aktualizacja jest kluczowa w stosowaniu mechaniki kwantowej do wszystkich celów praktycznych (czyli zarówno do przewidywania przyszłych funkcji falowych, jak i do samego stosowania reguły Borna), jednak aktualizacja ta wynika tylko i wyłącznie z bezpośredniej obserwacji konkretnych obiektów makroskopowych, które w naszym opisie pełnią rolą przyrządów pomiarowych (detektorów). Wobec tego, aby w ogóle cokolwiek powiedzieć o świecie kwantowym, tak naprawdę bezwzględnie potrzebny jest nam świat klasyczny! Cały problem polega jednak na tym, że w opisie

teoretycznym tego świata klasycznego nigdzie nie potrafimy odnaleźć.

I tutaj właśnie dochodzimy do sedna problemu. Chcielibyśmy, aby sama teoretyczna struktura mechaniki kwantowej była uzbrojona w proces uklasycznienia, który nada realność odpowiednim gałęziom obecnym w stanie superpozycji. Można powiedzieć, że jest to brakujące ogniwo konieczne do prawidłowego funkcjonowania całego formalizmu. W ramach podejścia pragmatycznego oczywiście tak czy inaczej dokonujemy aktualizacji, a tym samym świadomie lub nie uklasyczniamy stany superpozycji, które otrzymaliśmy jako wynik rachunków teoretycznych. Brakuje nam tutaj jednak jakiegoś obiektywnego narzędzia, które powiedziałoby nam, co jest klasyczne, a co już nie.

Obecnie – ze względu na brak takiego narzędzia – możemy tylko polegać na tej lub innej interpretacji. I tak, w obrębie jednej z nich uklasycznienie może na przykład odbywać się tylko na poziomie makroskopowym, a następnie być dziedziczone na obiekty mikroskopowe (w efektywny sposób dzieje się to w teorii obiektywnego kolapsu, zob. rozdział IV.5). W tym przypadku wyłania się więc granica pomiędzy tym, co klasyczne, a tym, co kwantowe. Nie stanowi to jednak problemu, ponieważ zaznaczyliśmy wcześniej, że porządek w relacjach pomiędzy fotonem a detektorami w danej gałęzi jest zachowany – jeśli więc detektory doznają w jakiś sposób uklasycznienia, to również odpowiednio skorelowany z nim stan fotonu. Jest to jedna z możliwości. Może być jednak również i tak – jak w przypadku interpretacji wielu światów (zob. rozdział IV.7) – że uklasycznienie od razu dotyczy całej gałęzi bez żadnego podziału na mikro- i makroskopowe jej części. W tym przypadku każda z osobnych gałęzi globalnej funkcji falowej odpowiada oddzielnemu „światu”. Niezależnie jednak od samej swojej postaci, uklasycznienie, w tej lub innej formie, jest nam bezwzględnie potrzebne, aby mechanika kwantowa miała ja-

kikolwiek sens jako teoria fizyczna, a nie tylko jako struktura matematyczna.

V.4. Paradoks kota Schrödingera

Problem uklasycznienia w kontekście globalnej superpozycji fotonu i detektorów był między innymi rozważany przez samego twórcę mechaniki kwantowej – Erwina Schrödingera. Dla przypomnienia: to właśnie Schrödinger zaproponował poprawne kwantowe równanie – równanie Schrödingera – z którego wynika między innymi kłopotliwy stan superpozycji dwóch wykluczających się stanów makroskopowych (tj. detektor wypalił i nie-wypalił). Sam jednak Schrödinger posłużył się w tym przypadku o wiele bardziej drastycznym przykładem, prawdopodobnie po to, aby tym silniej uwydatnić ten paradoks. W jego eksperymencie myślowym rozważamy detektor, który znajduje się w stanie superpozycji, a ponadto określony sygnał z tego detektora uruchamia mechanizm rozbijający fiolkę z trucizną. Po „przetłumaczeniu" tego na język znanego nam już eksperymentu z lustrem półprzepuszczalnym i dwoma detektorami oznaczałoby to, przykładowo, że jeśli foton zostanie zarejestrowany w detektorze D_1, spowoduje to uwolnienie trucizny, a jeśli w detektorze D_2, nic się nie stanie. Nasze urządzenie umieszczamy następnie w szczelnym pomieszczeniu, do którego wpuszczamy kota. Wychodzimy, zamykamy za sobą drzwi i uruchamiamy laser: pojedynczy foton zostaje wpuszczony do interferometru.

Ponieważ drzwi są zamknięte i nie ma okien, przez które moglibyśmy podejrzeć stan życia naszego kota, poczyńmy przewidywania, stosując zasady mechaniki kwantowej. Foton, przechodząc przez lustro półprzepuszczalne, opuszcza je w stanie superpozycji. Następnie dociera do detektorów, co oznacza, że stan superpozycji jest teraz „dziedziczony" przez detektory D_1 i D_2. Stan ten za-

wiera więc dwie gałęzie – w jednej z nich wypala detektor D_1, a w drugiej detektor D_2. W tym eksperymencie prowadzimy jednak nasze rachunki dalej i uwzględniamy w kwantowym opisie również emiter trucizny, a następnie samego kota. Jeśli wypalił detektor D_1, to sygnał z niego spowoduje uwolnienie trucizny, ta zaś ostatecznie otruje naszego kota, który padnie martwy na podłogę pomieszczenia. Jeśli to jednak detektor D_2 wypali, to fiolka z trucizną zostanie nietknięta, a kot będzie najspokojniej w świecie wędrował po pokoju, prawdopodobnie szukając wyjścia.

Wszystko to jednak – zgodnie z prawami kwantowymi – będzie istnieć w stanie superpozycji! Mechanika kwantowa prowadzi nas więc do sytuacji, w której kot znajduje się w superpozycji stanów „żywy" i „martwy". Gdy otworzymy pokój, oczywiście zawsze znajdziemy tam albo kota żywego, albo martwego, bez względu na to, co na ten temat sądzą rachunki teoretyczne. Czy to świadomy obserwator doprowadził do kolapsu funkcji falowej, zaś w czasie, gdy nikt jeszcze nie wszedł do pokoju, to rzeczywiście kot pozostawał w „rozmytym" stanie dwóch alternatyw? Oto właśnie paradoks kota Schrödingera, który jest w gruncie rzeczy po prostu inną nazwą na problem uklasycznienia.

Wyobraźmy sobie teraz, że pytamy kolejno każdą ze znanych nam już interpretacji mechaniki kwantowej – którym dla potrzeb tego doświadczenia myślowego damy głos – co powinniśmy sądzić o eksperymencie myślowym Schrödingera.

Interpretacja kopenhaska w ogóle nie wypowiada się na temat ontologicznego statusu stanu superpozycji. Jej rada jest następująca: przelicz odpowiednią funkcję falową kota i sprawdź, jaka jest „intensywność" kotów żywych (np. 23%) i martwych (77%). Jeśli teraz powtórzysz ten eksperyment tysiąc razy, to statystycznie 230 kotów przeżyje, a 770 kotów umrze. I tyle. Jakiś problem? Choć z punktu widzenia praktycznego ta minimalna interpretacja jest wystarczająca, pozostawia jednak pewien niedosyt. Stan superpo-

zycji nie jest bowiem tylko zwykłą niepewnością probabilistyczną, ponieważ poza samą interpretacją statystyczną prowadzi jeszcze do kwantowej interferencji (choć sama interferencja objawia się tylko na poziomie fotonów, a nie samego kota, to jednak istnieje – więcej na ten temat w następnym rozdziale). Superpozycja więc zawiera w sobie jakąś głębszą tajemnicę, której interpretacja kopenhaska nie dotyka.

Interpretacja obiektywnego kolapsu, a w szczególności teoria GRW, mówi, że rzeczywiście kot zostaje wprowadzony w stan superpozycji, ale żyje w nim „nie dłużej niż ułamek sekundy”[60]. Później zaś kot obiektywnie staje się albo kotem żywym, albo martwym. W tej interpretacji występuje więc ciekawy proces regularnego „odświeżania” rzeczywistości, który uklasycznia kwantowe superpozycje. Wszystko to dzieje się oczywiście na sposób losowy, co oznacza, że mamy np. 23% szans, że kot przeżyje, i 77% szans, że nie. Świat w tym ujęciu jest więc jawnie indeterministyczny.

Teoria fali pilotującej od samego początku zakłada, że foton poruszał się drogą „górną” lub „dolną”, choć prowadzony jest przez falę, która podążała obiema z nich. W tym przypadku kot najzwyczajniej w świecie przeżywa lub umiera, w zależności od tego, który detektor „wypalił”. Gdyby kiedyś ścieżki fotonu D i G miały możliwość się połączyć, wtedy fala pilotująca zaczęłaby interferować, a trajektoria fotonu zostałaby wzbogacona o nowe, kwantowe efekty (wynikające z interferencji). W tym przypadku jednak, kiedy fala „górna” wpada do detektora D_1, a „dolna” do D_2, w praktyce ścieżki te już nigdy się nie połączą, o interferencji więc nie ma mowy. Cały proces umierania lub przeżywania kota wygląda całkowicie normalnie i „klasycznie”. To warunki początkowe fotonu – których nie znamy – wyznaczają prawdopodobieństwo (wynoszące 23%), że foton poleci drogą „górną” i to (wynoszące

77%), że „dolną”. Jego ruch jest jednak całkowicie zdeterminowany.

W ostatniej analizowanej przez nas interpretacji wielu światów sytuacja przedstawia się jeszcze inaczej. W tym przypadku istnieje nieprzeliczalna liczba wszechświatów, spośród których w 23% z nich kot przeżył, a w 77% został zatruty. Stan superpozycji kota Schrödingera interpretowany jest więc jako realny byt, ale tylko w odniesieniu do funkcji falowej wszystkich możliwych Wszechświatów. My natomiast, ponieważ mamy dostęp tylko do jednego świata, zawsze po otwarciu drzwi zobaczymy tam albo martwego, albo żywego kota.

V.5. Teoria dekoherencji

Jak wyjaśniliśmy to powyżej, kluczowa dla zrozumienia relacji między światem kwantowym i klasycznym jest odpowiedź na pytanie, kiedy, gdzie i w jaki sposób dochodzi do uklasycznienia. Czy dałoby się uzyskać taką odpowiedź, nie odwołując się do filozoficznych interpretacji mechaniki kwantowej albo jej spekulatywnych rozszerzeń, o których mówiliśmy w rozdziale IV? Czy jesteśmy skazani na „naprawianie świata z zewnątrz”?

Sytuacja nie jest całkowicie beznadziejna. W tej dziedzinie od momentu powstania mechaniki kwantowej dokonał się pewien postęp. Aby zrobić ten krok, należy zauważyć, że jedynym empirycznym dowodem na istnienie fenomenu superpozycji jest wynikająca z niej interferencja. Wspomnieliśmy już wcześniej, że chociaż sama superpozycja stosowana do obiektów mikroskopowych, jak foton czy elektron, jest tak samo dziwna i niepojęta, to jednak jesteśmy zmuszeni do jej „użytkowania”, aby móc poprawnie opisać efekty interferencji. Przykładowo, bez odwołania się do superpozycji drogi G i D fotonu w interferometrze, nie będziemy w stanie poprawnie zinterpretować szokującego wyniku eksperymentu Macha-Zehndera. Interferencja jest więc jedynym w ogóle sposobem na pośrednią obserwację superpozycji; nie możemy bowiem jej zobaczyć bezpośrednio tak, jak widzimy żywego lub martwego kota.

Krótko mówiąc, superpozycja jest przyczyną kwantowej interferencji, jednak tylko ta druga daje się wprost zaobserwować. Superpozycja jest teoretyczna; interferencja – empiryczna. Wydaje się więc, że jeśli interesuje nas zrozumienie fenomenu uklasycznienia, bardzo dobrym tropem powinno być badanie właśnie inter-

ferencji kwantowej. Przede wszystkim, poddaje się ona metodzie naukowej i badaniom empirycznym.

Niestety, jak dotąd nie udało się za jego pomocą rozwikłać tej największej zagadki teorii kwantowej. Na drodze tej udało się jednak odnaleźć, w samej strukturze tej teorii, możliwą odpowiedź na pytanie, dlaczego efekty kwantowe znikają, kiedy zaczynamy przechodzić do rzeczywistości makroskopowej. Fenomen, o którym mowa, został nazwany dekoherencją i jest to efekt, który przynależy ściśle do świata kwantowego. Dodajmy na marginesie, że jednym z wiodących twórców tej teorii jest nasz rodak Wojciech Żurek, pracujący w Narodowym Laboratorium Los Alamos w Stanach Zjednoczonych.

Nazwa „dekoherencja" odnosi się do procesu utraty kwantowej koherencji, która to jest tylko innym określeniem na „zdolność do interferencji". O fotonie lub elektronie, który został wprowadzony w stan superpozycji – co dalej może skutkować wzajemną interferencją niezależnych dróg – mówimy, że znajduje się w stanie koherentnym. Koherencja jest jednak bardzo „delikatną" własnością. Przykładowo, aby w eksperymencie z dwiema szczelinami rzeczywiście zaobserwować kod kreskowy, doświadczenie to należy przeprowadzić bez destruktywnego oddziaływania elektronów z otoczeniem – to dlatego podkreślaliśmy, że cały eksperyment należy wykonywać w tzw. technicznej próżni. Przy tej okazji powiedzieliśmy również, że takie oddziaływanie z innymi cząsteczkami jest swego rodzaju „obserwacją" elektronu, to natomiast w nieunikniony sposób skutkuje zniknięciem wzoru interferencyjnego – informacja, którą szczeliną podążał elektron, „wycieka" na zewnątrz, do otoczenia.

Cały ten fenomen „wyciekania informacji" to właśnie kwantowa dekoherencja. Przypomnijmy sobie na chwilę, co powiedzieliśmy o funkcji falowej fotonu, który w stanie superpozycji dociera do dwóch detektorów. Przede wszystkim ustaliliśmy, że mechanika

kwantowa prowadzi nas w tym przypadku do nowej, globalnej superpozycji, w której będą istnieć dwie niezależne gałęzie. Ważną obserwacją było jednak to, że każda z tych gałęzi wykazuje właściwy porządek pomiędzy stanem G fotonu i wypaleniem detektora D_1 oraz stanem D i wypaleniem detektora D_2. Mówimy, że foton i detektor są ze sobą odpowiednio skorelowane, co jest równoznaczne z powiedzeniem, że w obu gałęziach zawarta jest pewna informacja. W szczególności oznacza to, że za pomocą detektora D_1 i D_2 możemy wnioskować, jaki jest aktualny stan fotonu, czyli czy przeszedł drogą „dolną", czy „górną". Jest to właśnie przykład tego, jak informacja o fotonie „wycieka" do otoczenia, czyli w tym przypadku: do obu detektorów.

Gdyby eksperyment z dwiema szczelinami został wykonany w otoczeniu innych cząstek, a nie w technicznej próżni, sytuacja byłaby dokładnie analogiczna. Każde zderzenie z losowo napotkaną cząstką powoduje nieuchronny „wyciek informacji", co w teorii oznacza powstawanie coraz to nowej, „szerszej" superpozycji. Fizycy określają ten fenomen wzajemnym splątywaniem się cząstek, a tak powstałą superpozycję stanem splątanym. Oznacza to przede wszystkim, że losowo napotkana przez elektron cząstka „posiada" informację o nim – w szczególności jest to informacja o tym, gdzie się on znajdował w momencie kontaktu. Ten efekt splątywania się cząstek jest czysto kwantowy. Jest tak, po pierwsze, dlatego, że sama superpozycja taka jest. Po drugie zaś – jak zobaczymy za chwilę – będzie miał on również ogromny wpływ na statystyczne zachowanie się cząstek.

Powyższa obserwacja jest pierwszym krokiem w zrozumieniu teorii dekoherencji. Obiekt kwantowy, który oddziałuje z otoczeniem, nieuchronnie splątuje się z nim, tworząc jedną, wielką, globalną superpozycję. Najważniejszą rzeczą, o której w tym miejscu poucza nas sama teoria, to fakt, że w żaden sposób – po tym procesie – nie możemy powiedzieć, że elektron jest w takim stanie,

tamta cząstka w takim, a jeszcze inna w takim. Wszystkie są elementami jednego, wielkiego, globalnego stanu, którego w ogólności nie da się rozłożyć na części. Zauważmy następnie, że samotny elektron w eksperymencie z dwiema szczelinami posiadał funkcję falową z dwiema podstawowymi drogami – przejście szczeliną prawą lub lewą. Oczywiście każda z tych dróg posiada ściśle określoną (choć zmienną) fazę. Jest to sytuacja – można powiedzieć – uporządkowana; dwie drogi „falują" i nakładają się na siebie po dotarciu do ekranu detekcyjnego, co tworzy znany kod kreskowy – twór kwantowej interferencji.

Gdy jednak elektron zaczyna oddziaływać z przypadkowo napotkanymi cząstkami gazu, funkcja falowa zaczyna być wzbogacona o nowe obiekty – zostają one włączone (splątane) do globalnej superpozycji. Cząsteczki te zderzają się z elektronem i na tym kontakt z nim się kończy. Mogą nawet odlecieć w przestrzeń kosmiczną; nie zmienia to jednak faktu, że globalna superpozycja nadal obejmuje każdą z nich! Przypadkowe oddziaływanie z cząstkami otoczenia, wyciek informacji i powstanie splątanego stanu jest niczym innym, jak kolejnym przykładem nielokalności mechaniki kwantowej. Po takim procesie superpozycja zostaje „rozsmarowana" na wiele cząstek.

Jaki ma to wpływ na pierwotne dwie drogi fotonu? Teraz można by powiedzieć, że każda z nich urosła do rangi gałęzi: nie obejmuje już tylko prostego scenariusza „elektron przeszedł lewą szczeliną" lub „elektron przeszedł prawą szczeliną", ale obie drogi splątały się z całą masą innych cząstek, dwie odmienne historie Wszechświata. Tak jak było to w przypadku detektora D_1 i D_2 oraz stanu G i D fotonu, tak i tutaj elektron pozostawia po sobie „ślad" w postaci kwantowej korelacji z ogromną liczbą przypadkowo napotkanych cząstek.

Zbliżamy się powoli do najważniejszego wniosku, jaki płynie z teorii dekoherencji. Po tym całym „wycieku informacji" i utwo-

rzeniu globalnej superpozycji obejmującej wiele losowych cząstek oraz sam badany przez nas elektron, na koniec odwołujemy się do reguły Borna. Przecież funkcja falowa tego ogromnego, splątanego tworu nadal zawiera w sobie odpowiednią informację statystyczną. Tym razem informacja ta dotyczy już nie tylko samego elektronu, ale również wszystkich innych cząstek, które stały się częścią naszego eksperymentu. Naszej funkcji falowej możemy więc „zadać pytanie", jakie jest prawdopodobieństwo, że elektron dotrze w dane miejsce na ekranie. W tym jednak przypadku, aby na nie odpowiedzieć, musimy uwzględnić również to, co stało się ze wszystkimi pozostałymi cząstkami.

Uwzględnienie cząstek otoczenia będzie miało ogromny wpływ na statystyczne zachowanie samego elektronu. Warto zauważyć, że tych dodatkowych cząstek jest dużo i ich zachowanie jest skrajnie nieuporządkowane – zderzają się w losowych chwilach czasu i odlatują w losowych kierunkach. Krótko mówiąc, otoczenie jest tą częścią eksperymentu, której nie kontrolujemy. Powoduje to ostatecznie, że na końcu nie mamy jakiejś szczególnie zaprojektowanej konfiguracji cząstek otoczenia – będzie to raczej sytuacja nieuporządkowana. Jak zaś wiemy choćby z życia codziennego, porządek jest stanem wyjątkowym, szczególnym, rzadkim, zaś nieporządek – uogólnionym, dowolnym, typowym.

Teraz pozostał nam już tylko ostatni krok, czyli faktyczne obliczenie, w jaki sposób taki typowy, nieuporządkowany stan otoczenia wpływa statystycznie na elektron. I w tym miejscu przejawia się cała „magia" teorii dekoherencji. Okazuje się bowiem w praktyce, że każda taka typowa konfiguracja prowadzi elektron do utraty zdolności do interferencji, czyli utraty wspomnianej wcześniej kwantowej koherencji. W przypadku eksperymentu z dwiema szczelinami objawia się to po prostu przejściem od wzoru kodu kreskowego do wzoru dwóch pasków.

Wiedzieliśmy o tym już wcześniej, tym razem jednak jest to rezultat otrzymany wprost z rozważań czysto teoretycznych: jest to wynik konsekwentnego stosowania mechaniki kwantowej nie tylko do samego elektronu, ale i również do cząstek otoczenia. Żeby lepiej to zobrazować, możemy powiedzieć, że oddziaływanie elektronu z chaotycznym otoczeniem powoduje nieodwracalne „rozdzielenie" dwóch dróg obecnych w superpozycji, w taki sposób, że jedna i druga nie mogą już wzajemnie na siebie wpływać, czyli nie mogą interferować. Zwróćmy jednak uwagę, że „zdolność do interferencji" nadal istnieje w tym układzie, jest ona jednak tak jakby „rozcieńczona" lub „rozmyta" na wszystkie dodatkowe cząstki. Kwantowa koherencja nie zatraciła się w tym wszystkim – do tego nie może dojść, ponieważ superpozycji nie da się tak po prostu pozbyć. Zdolność do interferencji nadal pozostała w globalnym stanie, ale zanikła z punktu widzenia lokalnego.

Patrząc tylko z punktu widzenia pojedynczego elektronu, splątanie z pozostałymi cząstkami nieuchronnie zmienia jego zachowanie statystyczne. Utracił on swoją pierwotną zdolność do interferencji (koherencję), rozmywając ją na całe otoczenie, z którym oddziaływał. Superpozycja nadal tam jest, jednak oddziaływanie z otoczeniem jest nieuporządkowane i prowadzi do typowego bałaganu – cząstki odlatują w różnych kierunkach i pozbieranie ich z powrotem, aby odzyskać utraconą interferencję, jest praktycznie niemożliwe.

Wszystko to sprawia, że drogi pojedynczego elektronu – będące w stanie superpozycji – zostają raz na zawsze oddzielone. Stają się niezależne i już nigdy nie będą mogły ze sobą interferować. Nawiązując do języka, jaki stosowaliśmy wcześniej, można by powiedzieć, że drogi stały się gałęziami. Od tej chwili nie musimy już dłużej martwić się o uwzględnianie w opisie obu potencjalnych dróg i ich wzajemnych faz, ponieważ one już nigdy na siebie wzajemnie nie wpłyną – uległy nieuchronnej dekoherencji.

Zauważmy, że makroskopowość odgrywa bardzo dużą rolę w samym procesie dekoherencji. W naszych eksperymentach specjalnie izolowaliśmy foton lub elektron od wpływu otoczenia, aby przypadkiem nie uległy procesowi dekoherencji, w przeciwnym wypadku kwantowa rzeczywistość (w postaci interferencji) nigdy nie zostałaby odkryta. Aby jednak w ogóle wykonać jakiś pomiar i otrzymać jakąkolwiek informację o badanych mikroobiektach, musimy do wszystkiego zaprząc makroskopowe detektory. Nie mamy tutaj innej możliwości, ponieważ my sami jesteśmy makroskopowi! Nie potrafimy się zmniejszyć do skali atomowej i oglądać tam wszystko w sposób prawdziwie „kwantowy". Żeby więc cokolwiek dowiedzieć się o świecie w skali mikro, na pewnym poziomie musimy użyć makroskopowych detektorów. To jednak zawsze nieuchronnie sprawia, że w naszym eksperymencie pojawia się ogromna ilość dodatkowych zmiennych. Sam proces oglądania przez nas przedmiotów angażuje miliony fotonów światła, które, rozpraszając się i wracając do naszych oczu, sprawiają, że cokolwiek widzimy. Prawie zawsze więc, kiedy informacja ze świata mikro płynie do świata makro, nieuchronnie prowadzi to do dekoherencji. Superpozycja wraz z informacją o stanie kwantowym naturalnie rozmywa się na wiele dodatkowych stopni swobody. Żeby rzeczywiście być świadkiem kwantowej koherencji, musimy bardzo postarać się, aby warunki eksperymentu były „sterylne" – tak jak w przypadku użycia technicznej próżni w eksperymencie z dwiema szczelinami.

Pomiar więc, z samej swojej makroskopowej istoty, zawsze prowadzi do dekoherencji.

Po przyjęciu teorii dekoherencji dowiadujemy się sporo na temat związków między rzeczywistością kwantową i klasyczną. Przede wszystkim, wiemy już, dlaczego w naszej codziennej rzeczywistości prawie nigdy nie widzimy kwantowej interferencji. Po pierwsze dlatego, że jest ona bardzo krucha i błyskawicznie znika

(lokalnie) w wyniku oddziaływania z otoczeniem. Po drugie, nawet jeśli uda się nam uchronić kwantowy obiekt przed niszczycielską dekoherencją, to i tak jej efekty możemy zobaczyć tylko na sposób statystyczny.

Powyższa teoria rzeczywiście jest więc ogromnym krokiem w zrozumieniu, dlaczego nasz świat wygląda klasycznie. W szczególności, odwołując się tylko do zasad mechaniki kwantowej, możemy wyjaśnić, dlaczego żywy i martwy kot Schrödingera nie mogą wzajemnie interferować – stają się w wyniku dekoherencji niezależnymi gałęziami. Co więcej, wszystko to jeszcze bardziej ugruntowuje pragmatyczne podejście do mechaniki kwantowej. Wcześniej zadawaliśmy sobie pytanie: co sprawia, że możemy przerwać kłopotliwy problem uwzględniania wszystkich możliwych dróg? Teraz już wiemy, że zawsze na końcu naszego eksperymentu jest pomiar, który ekstrahuje informację ze świata mikro do makro; to natomiast nieuchronnie wiedzie do dekoherencji i raz na zawsze prowadzi do rozdzielenia makroskopowych gałęzi. Już nie musimy martwić się o ich wzajemną interferencję, a tym samym skrupulatnie śledzić ich wzajemne fazy. Możemy odetchnąć z ulgą (byłoby to bowiem naprawdę bardzo ciężkie zadanie).

Cytując Einsteina: „Natura kryje przed nami swoje sekrety, ponieważ jest subtelna, a nie dlatego, że jest podstępna”.

V.6. Nierozwiązany problem

Czy wobec tego teoria dekoherencji rozwiązuje w pełni problem uklasycznienia? Absolutnie nie! Może rzeczywiście pozornie wydawać się, że proces przejścia od interferujących dróg do niezależnych gałęzi jest swego rodzaju uklasycznieniem. Faktycznie utrata „zdolności do interferencji" jest jednym z bardzo ważnych elementów tego procesu – na który teoria dekoherencji bardzo dobrze odpowiada – ale to jeszcze nie wszystko! Przede wszystkim jednak, najważniejszym aspektem uklasycznienia jest nie to, że gałęzie stają się niezależne, lecz to, że ostatecznie obserwujemy tylko jedną z nich, a nie kilka! Zauważmy, że teoria dekoherencji na ten temat już nic nie mówi. Wobec tego największa zagadka świata, czyli jego spójne „dzianie się", nadal pozostaje bez rozwiązania.

Problem ten sięga o wiele głębiej, ponieważ sama teoria dekoherencji na wstępie zakłada uklasycznienie! W istocie, jeśli chcemy poznać nowe zachowanie statystyczne (czyli potencjalne) elektronu, które wynikło z oddziaływania z cząstkami otoczenia, to w formalizmie teoretycznym musimy odwołać się do realnych stanów tych innych obiektów! Globalna funkcja falowa zawiera informację o wszystkich jej składnikach, aby więc poznać potencjalny stan elektronu po oddziaływaniu, rozumujemy w następujący sposób: „skoro pierwsza odbita cząstka znajduje się teraz w takim stanie, to wpływa on następująco na statystyczne zachowanie elektronu; jeśli druga cząstka odbita znajduje się w takim stanie, to tak wpływa to na statystyczne zachowanie elektronu..." I tak dalej. Postępujemy w ten sposób z każdą cząstką otoczenia i obliczamy jej wkład do nowego stanu elektronu na podstawie – z góry założonego – aktualnego stanu, w jakim może się teraz

znaleźć. Jest to tak zwane uśrednianie po wszystkich możliwościach. Oznacza to jednak, że *a priori* zakładamy, iż dane możliwości mogą się zrealizować. W całej tej procedurze „rozrywamy" więc globalną superpozycję na części i – świadomie lub nie – uklasyczniamy cząstki otoczenia. Globalna funkcja falowa jest jednak jedynym spójnym stanem splątanym, którego z punktu widzenia teoretycznego nie da się rozbić na oddzielne części. Robimy tak tylko dlatego, że zakładamy jakąś formę uklasycznienia, a więc założenie, że z tych wszystkich gałęzi funkcji falowej w naszym świecie tylko jedna z nich prawdziwie się zrealizuje. Właśnie na tej podstawie dedukujemy przyszłe statystyczne zachowanie elektronu, które jest jednak – w tym przypadku – już wolne od dalszej interferencji (co jest jednym z niepodważalnych osiągnięć samej teorii dekoherencji).

Krótko mówiąc, powyższe rozważanie świadczy o tym, że teoria dekoherencji w żaden sposób nie może zaprowadzić nas do rozwiązania zagadki uklasycznienia, ponieważ żeby ją zastosować, samo owo uklasycznienie na starcie musi już być obecne. Sytuacja jest do tego stopnia kłopotliwa, że wcześniej sądziliśmy, że to właśnie interferencja jest tym elementem rzeczywistości, który w jakiś sposób może nas pouczyć na temat fenomenu uklasycznienia. Zauważyliśmy bowiem wcześniej, że choć to superpozycja wymaga uklasycznienia, o jej istnieniu świadczy właśnie interferencja. Teraz jednak dochodzimy do kuriozalnej sytuacji, w której udaje się nam wytłumaczyć, dlaczego interferencja znika, jednak dzieje się to bez znikania samej superpozycji (a tylko „rozcieńczania" jej na większą liczbę obiektów)! Mówiąc jeszcze inaczej, teoria dekoherencji przewiduje tylko niemożliwość obserwacji superpozycji na poziomie makroskopowym, ale to wcale jeszcze nie oznacza, że jej tam nie ma[61]!

Koherencja kwantowa „rozmywa" się więc po obiektach makroskopowych, co powoduje, że różne drogi zawarte w superpozycji

stają się niezależne – przechodzą w niezdolne do interferencji gałęzie. Wobec tego nie mamy już żadnych narzędzi eksperymentalnych do badania globalnej superpozycji (zdolność do interferencji została utracona), ale też nie mamy nadal żadnych narzędzi teoretycznych pozwalających na ustalenie, dlaczego tylko jedna z owych gałęzi jest naprawdę obserwowana!

Bardzo pożyteczne jest odwołanie się w tym miejscu do interpretacji wielu światów, która jest w stanie bardzo zręcznie to wszystko unaocznić. Załóżmy, że na początku zaczynamy z pojedynczym obiektem kwantowym, na przykład elektronem lub fotonem, w stanie superpozycji. Na razie obiekt ten nie wszedł w żadną interakcję z otoczeniem, co oznacza, że drogi zawarte w superpozycji mogą się „krzyżować" i prowadzić do statystycznej interferencji. W kontekście interpretacji wielu światów powiedzielibyśmy, że wszystkie potencjalne światy są w tym momencie połączone i mogą wzajemnie na siebie wpływać. W jednym z nich cząstka porusza się drogą G, w innym drogą D, ale oba światy na razie mogą „przekrywać się", jeśli tylko jest ku temu sposobność – czyli wtedy, kiedy dwie drogi się skrzyżują.

Dochodzi więc do swego rodzaju „komunikacji między wymiarami". Gdy jednak nasz swobodny kwantowy obiekt zacznie oddziaływać z otoczeniem (w każdym ze światów z osobna), wtedy w wyniku tej interakcji zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej dochodzi do „rozszczepienia". Światy tym samym – raz na zawsze – „oddzielają się" od siebie i nie mogą już więcej na siebie wpływać, co w naszych terminach oznacza, że zdolność do interferencji została utracona. Zauważmy jednak, że z punktu widzenia jednego świata nic wielkiego się nie wydarzyło. Cząstka wcale nie doznała jakiegoś „kwantowego skoku" i ze stanu superpozycji G i D zamieniła się w stan G lub D. Od początku do końca w danym świecie cząstka była w stanie G lub D, lecz w wyniku oddziaływania drogi te raz na zawsze się rozeszły: jeden świat pozostał w G,

drugi w D i nie ma już więcej możliwości powrotu do „przekrywania się” obu z nich.

Teoria dekoherencji dodaje tutaj nową jakość do interpretacji wielu światów, ale sama interpretacja cały czas zawiera swój własny sposób na uklasycznienie. W szczególności, dekoherencja w tym przypadku w żaden sposób nie powoduje rozerwania stanu superpozycji i przeskoku ze stanu potencjalnego do aktualnego. Od początku do końca superpozycja wszystkich możliwych światów cały czas pozostaje niezmieniona, a oddziaływanie z otoczeniem powoduje tylko ich nieuniknione „rozdzielanie się”. Interferencja znika, ale uklasycznienie cały czas jest tłumaczone w ten sam sposób – przez odwołanie do konkretnego świata, w którym aktualnie żyjemy.

Uklasycznienie pozostaje więc największym problemem mechaniki kwantowej, który obecnie potrafimy wytłumaczyć wyłącznie przez odwołanie się do tej lub innej interpretacji. Większość fizyków pragnęłaby jednak czegoś więcej – dodatkowego narzędzia, które pozwoliłoby uklasycznić potencjalne gałęzie i przewidzieć, kiedy i gdzie do tego procesu faktycznie dochodzi. Być może przyszłe eksperymenty lub postępy teoretyczne wyróżnią tylko jedną „właściwą” interpretację, w ramach której będziemy posiadali jasny obraz uklasycznienia. Wtedy (i tylko wtedy) będziemy mogli tak naprawdę powiedzieć, jak się mają do siebie dwa światy, o których mówimy w tej książce. Jak na razie jednak musimy zadowolić się czysto pragmatycznym podejściem do teorii kwantowej, które nie tylko sprawdza się znakomicie w praktyce naukowej, ale i napawa nas podziwem wobec samej natury. Sam fakt istnienia tajemnicy jest jednak ekscytujący – czy byłoby to rzeczywiście tak straszne, gdybyśmy nigdy nie mieli się dowiedzieć, „co się tak naprawdę dzieje w świecie kwantowym”?

Przypisy

[1] Wzór Coulomba na siłę elektrostatyczną między dwoma punktowymi ładunkami o ładunkach q_1 i q_2, znajdującymi się w odległości r, to: $F = \mathrm{k} \times q_1 \times q_2 / r^2$, gdzie k to stała proporcjonalności zwana stałą Coulomba. Wzór Newtona na siłę grawitacyjną między dwoma punktowymi masami o masach m_1 i m_2, znajdującymi się w odległości r, to: $F = \mathrm{G} \times m_1 \times m_2 / r^2$, gdzie G to stała grawitacyjna Newtona.

[2] Są one systematycznie wymienione i zbadane w kontekście mechaniki kwantowej tu: J. Faye, *Copenhagen Interpretation of Quantum Mechanics*, The Stanford Encyclopedia of Philosophy (Spring 2019 Edition), Edward N. Zalta (red.), https://plato.stanford.edu/entries/qm-copenhagen/.

[3] Od tego momentu pojęcie intensywność będzie nam towarzyszyć przez całą książkę. Podkreślamy jednak, że to pojęcie rozumiane będzie jako energia pola elektromagnetycznego (o którym powiemy już wkrótce), a nie jako standardowa „intensywność" używana w fizyce. Podobnie, kiedy przejdziemy do świata kwantowego, wprowadzona tam intensywność funkcji falowej odnosi się wprost do prawdopodobieństwa, a nie do właściwej „intensywności". Obie te wielkości, „właściwa" i wprowadzona przez nas intensywność, są związane ze sobą operacją pierwiastkowania, dlatego żeby podkreślić analogię pomiędzy fizyką klasyczną a kwantową oraz żeby nie straszyć czytelników pierwiastkami, zdecydowaliśmy wprowadzić tylko jeden, wspólny i potocznie dobrze rozumiany termin.

[4] Zauważmy, że nawet pola statyczne – jak choćby nieruchome, stałe pole generowane przez magnes sztabkowy – są polami wektorowymi.

[5] Tak naprawdę istnieje jeszcze tylko jedna cecha fali elektromagnetycznej, a jest nią polaryzacja, która jednak w dalszym rozumowaniu nie jest nam potrzebna.

[6] W sformułowaniu „ciągnąć do góry" w domyśle wyobrażamy sobie, że pole to siła oddziałująca na jakiś hipotetyczny ładunek. Należy jednak pamiętać, że pola elektryczne i magnetyczne istnieją, nawet jeśli nie ma obiektów, na które mogą działać!

[7] Dociekliwy czytelnik może jednak zauważyć pewien problem w tym wszystkim – związany z wartościami intensywności. Jak to podsumowuje powyższa tabela, każdy z czterech różnych przypadków dostarcza do detektorów po 25% intensywności. Jeśli rzeczywiście interferencja destruktywna polega na znoszeniu się, a więc odejmowaniu intensywności, to rzeczywiście 25% – 25% = 0%, tak jak się tego spodziewamy. Jeśli jednak interferencja konstruktywna polega na dodawaniu, to 25% + 25% = 50%, a nie 100% jak byśmy się tego spodziewali! Wytłumaczenie tej pozornej sprzeczności polega na tym, że interferencja nie jest tak naprawdę prostym dodawaniem! Poprawny wzór, z którego obliczamy nową wartość intensywności, powinien wyglądać tak:

$$I = (\sqrt{I_1} \pm \sqrt{I_2})^2$$

gdzie I_1 i I_2 to intensywności nakładających się fal, poza tym „plus” odnosi się do interferencji konstruktywnej, a „minus” do destruktywnej. Sprawdźmy jak to się ma do sytuacji, kiedy $I_1 = I_2 = 25\%$. Do obliczeń potrzebujemy pierwiastek z 25, który wynosi 5, tzn. $I_1 = I_2 = 5$. Dla interferencji konstruktywnej mamy więc $(5 + 5)^2 = 10^2 = 100\%$, a dla interferencji destruktywnej: $(5 – 5)^2 = 0^2 = 0\%$. Wszystko jest dokładnie takie jak być powinno! Obiecujemy też, że był to jedyny wzór, który pojawi się w tej książce.

[8] Oznacza to, że początkowa intensywność rejestrowana w matrycy CCD określana jako 100%, zawiera w sobie ok. 10^5 tych „najmniejszych porcji”.

[9] https://physicsworld.com/a/the-double-slit-experiment/.

[10] Źródło: Wikimedia Commons, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File%3ADouble_slit_experiment.webm.

[11] Tutaj warto wspomnieć, że oczywiście kolaps ten może zajść również w miejscu uderzenia w przegrodę, jednak są to miejsca, których nasz eksperyment nie rejestruje. W realnym eksperymencie musi być dużo takich „utraconych” elektronów skolapsowanych w miejscach, które nie ulegają pomiarowi. Podobnie, kiedy jedna ze szczelin była zamknięta, to również tam elektron mógł zostać zatrzymany. Pamiętajmy, że my obserwujemy tylko te elektrony, które rzeczywiście przedostały się na drugą stronę i dotarły do ekranu detektującego.

[12] W. Heisenberg, *Część i całość*, tłum. K. Napiórkowski, Państwowy Instytut Wydawniczy, Warszawa 1987, s. 102–105.

[13] Heisenberg, s. 102–103.

[14] N. Bohr, *The quantum postulate and the recent development of atomic theory*, „Nature" 1928, 121, s. 580–590 (14 April 1928).

[15] Heisenberg, s. 88–93.

[16] Heisenberg, s. 110.

[17] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, „Zeitschrift für Physik" 1927, Volume 43, s. 172–198, tłum. J. Wheeler, W. Zurek, w: *Quantum Theory and Measurement* (1983), s. 74.

[18] Kartezjusz, *Reguły kierowania umysłem. Poszukiwanie prawdy poprzez światło naturalne*, tłum. L. Chmaj, Wydawnictwo Antyk, Kęty 2002.

[19] K. Camilleri, *Bohr, Heisenberg and the Divergent Views of Complementarity*, „Studies in History and Philosophy of Modern Physics" 2007, 38, s. 514–528.

[20] Faye, *Copenhagen Interpretation of Quantum Mechanics*,.

[21] W. Heisenberg, *The Development of the Interpretation of the Quantum Theory*, [w:] *Niels Bohr and the Development of Physics*, W. Pauli (red.), Pergamon, London 1955, s. 12–29.

[22] D. Howard, *Who Invented the 'Copenhagen Interpretation?'. A Study in Mythology*, „Philosophy of Science" 2004, 71, s. 669–682.

[23] M. Schlosshauer, J. Kofler, A. Zeilinger, *A Snapshot of Foundational Attitudes Toward Quantum Mechanics*, „Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics" 2013, 44 (3), s. 222–230.

[24] N. Bohr, *The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory*, „Nature" 1928, 121, s. 580–590.

[25] W. Heisenberg: *Fizyka a filozofia*, tłum. S. Amsterdamski, Książka i Wiedza, Warszawa 1965.

[26] Tamże, s. 32.

[27] Tamże, tłum. zmodyfikowane (S. Amsterdamski przetłumaczył *atomic event* Heisenberga jako „mikroproces", co zaciemnia sens tego fragmentu).

[28] Tamże, s. 32–33, tłum. zmodyfikowane, wierniejsze oryginałowi.

[29] Tamże, s. 37.

[30] Tamże, s. 39.

[31] Tamże, s. 126.

[32] G.C. Ghirardi, A. Rimini, T. Weber, *A Model for a Unified Quantum Description of Macroscopic and Microscopic Systems*, [w:] *Quantum Probability and Applications*, L. Accardi et al. (red.), Springer, Berlin 1985.

[33] G. Ghirardi, *Collapse Theories*, [w:] *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, E.N. Zalta (red.), 2018; https://plato.stanford.edu/archives/fall2018/entries/qm-collapse/.

[34] Tamże.

[35] A.J. Leggett, *Probing Quantum Mechanics Towards the Everyday World – How Far Have We Come*, „Progress of Theoretical Physics Supplement" 2007, s. 100–118.

[36] Zob. np. R. Penrose, *Nowy umysł cesarza*, tłum. P. Amsterdamski, PWN, Warszawa 1995 oraz R. Penrose, *Moda, wiara i fantazja w nowej fizyce Wszechświata*, tłum. Ł. Lamża, T. Miller, Copernicus Center Press, Kraków 2017.

[37] R. Penrose, *On gravity's role in quantum state reduction*, „General Relativity and Gravitation" 1996, 28(5), s. 581–600.

[38] Tamże, s. 598.

[39] E.P. Wigner, *Interpretation of Quantum Mechanics*, [w:] *Quantum Theory and Measurement*, J.A. Wheeler, W.H. Zurek (red.), Princeton University Press, Princeton, NJ 1983, s. 262.

[40] L. de Broglie, *Wave Mechanics and the Atomic Structure of Matter and Radiation*, „Le Journal de Physique et le Radium" 1927, 8, s. 225.

[41] Za: G. Bacciagaluppi, A. Valentini, *Quantum Theory at the Crossroads: Reconsidering the 1927 Solvay Conference*, Cambridge University Press, Cambridge 2009, s. 71 (tłum. własne [Ł.L.] za zamieszczonym tam tłum. angielskim).

[42] List W. Pauliego do N. Bohra z 6 sierpnia 1927 roku, za: Bacciagaluppi i Valentini, s. 61.

[43] Za: tamże, s. 77.

[44] S. Goldstein, *Bohmian Mechanics*, [w:] *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, E.N. Zalta (red.), 2017 (Summer Edition); https://plato.stanford.edu/archives/sum2017/entries/qm-bohm/.

[45] Bacciagaluppi i Valentini.

[46] D. Bohm, *A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of 'Hidden' Variables, I and II*, „Physical Review" 1952, 85(2), s. 166–193.

[47] H. Everett, *Theory of the Universal Wave Function*, Princeton University Press, Princeton, NJ 1973.

[48] H. Everett III, *„Relative State" Formulation of Quantum Mechanics*, „Reviews of Modern Physics" 1957, 29(3), s. 454.

[49] Tamże, s. 455.

[50] M. Gardner, *Are Universes Thicker than Blackberries?*, W.W. Norton, New York – London 2003, s. 10.

[51] Dziękujemy prof. Krzysztofowi Meissnerowi za podpowiedzenie nam tego terminu.

[52] S.E. Rugh, H. Zinkernagel, *Weyl's principle, cosmic time and quantum fundamentalism*, [w:] *Explanation, Prediction, and Confirmation*, D. Dieks, W.J. Gonzalez, S. Hartmann, T. Uebel, M. Weber (red.), Springer, Dordrecht 2011, s. 411–424.

[53] Jesteśmy dzisiaj o tym przekonani między innymi ze względu na eksperymentalne łamanie tzw. nierówności Bella, których omówienie wykracza, niestety, poza ramy tej książki.

[54] Genialny fizyk i matematyk Pierre-Simon Laplace przedstawiając Napoleonowi Bonaparte swoją teorię Układu Słonecznego, zapytany, gdzie w tym wszystkim jest miejsce na Stworzyciela, odpowiedział ponoć: „Ta hipoteza nie była mi potrzebna".

[55] Jako ludzie mamy bowiem tylko skończone zasoby i nie możemy go śledzić w nieskończoność, ograniczamy się więc wyłącznie do tego konkretnego doświadczenia.

[56] Istnieje również możliwość, aby ten sam foton cały czas „zawracać" i przygotowywać w tym samym stanie. Pomimo jednak wielkiego trudu, jaki musimy w to włożyć, efekt jest ten sam jak wtedy, kiedy używamy „nowych" fotonów. Jest to jedna z bardzo ważnych zasad mechaniki kwantowej, która głosi, że

wszystkie cząstki tego samego typu (np. fotony lub elektrony) są identyczne – każda taka cząstka przygotowana w tym samym stanie zachowuje się (statystycznie) tak samo.

[57] Za prof. Krzysztofem Meissnerem.

[58] Fizycy aktualnie właśnie tak muszą podchodzić do zagadnienia, jeśli w ogóle pragną dalej wykonywać swoją pracę!

[59] A jeśli to potrafimy, to następnie możemy „iść na całość" i włączyć, kawałek po kawałku, nawet cały Wszechświat w jeden globalny stan superpozycji. Takie właśnie było rozumowanie Everetta, gdy formułował swoją teorię „uniwersalnej funkcji falowej" (zob. rozdział IV.7).

[60] Cytat J.C. Bella. Zob. rozdział IV.5.

[61] A.J. Leggett, *The Quantum Measurement Problem*, „Science" 2005, vol. 307, Issue 5711, s. 871–872; DOI: 10.1126/science.1109541.